物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

二次电子发射对系统电磁脉冲的影响

张舍天 周前红 周海京 孙强 宋萌萌 董烨 杨薇 姚建生

Effect of secondary electrons on SGEMP response

Zhang Han-Tian Zhou Qian-Hong Zhou Hai-Jing Sun Qiang Song Meng-Meng Dong Ye Yang Wei Yao Jian-Sheng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 70, 165201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210461
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.70.20210461
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

电子的非广延分布对等离子体鞘层中二次电子发射的影响
Effects of q–nonextensive distribution of electrons on secondary electron emission in plasma sheath
物理学报. 2019, 68(18): 185204 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190225

微米量级表面结构形貌特性对二次电子发射抑制的优化
Optimization of surface morphology with micro meter size for suppressing secondary electron emission
物理学报. 2018, 67(17): 177901 https://doi.org/10.7498/aps.67.20180466

激光刻蚀对镀金表面二次电子发射的有效抑制
An effective reduction on secondary electron emission yield of gold coated surfaces by laser etching
物理学报. 2019, 68(6): 067901 https://doi.org/10.7498/aps.68.20181547

铝阳极氧化的多孔结构抑制二次电子发射的研究
Suppressing second electron yield based on porous anodic alumina
物理学报. 2018, 67(3): 037902 https://doi.org/10.7498/aps.67.20172243

二次电子倍增对射频平板腔建场过程的影响
Influence of multipactor discharge on field–buildup process in radio–frequency plate cavity
物理学报. 2018, 67(17): 177902 https://doi.org/10.7498/aps.67.20180656

材料二次电子产额对腔体双边二次电子倍增的影响
Influence of secondary electron yield of material on two–sided multipactor discharge in cavity
物理学报. 2018, 67(3): 037901 https://doi.org/10.7498/aps.67.20172119

二次电子发射对系统电磁脉冲的影响*

张含天 周前红† 周海京 孙强 宋萌萌 董烨 杨薇 姚建生

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2021 年 3 月 10 日收到; 2021 年 4 月 8 日收到修改稿)

系统电磁脉冲难以有效屏蔽, 会显著影响低轨航天器等重要装置和基础设施的性能. 为了评估二次电子对系统电磁脉冲的影响, 本文基于粒子云网格方法, 建立了三维非稳态系统电磁脉冲模型, 计算并比较了不同电流密度、金属材料等条件下, 两种典型结构的电磁脉冲响应. 结果表明, 在计算模型中忽略二次电子发射会使部分位置的峰值电场强度被低估 2—3 倍, 电场响应持续的时间也会被低估 10% 以上. 在各类二次电子中, 背散射电子对系统电磁脉冲的影响占主导, 而真二次电子的作用约为背散射电子的 1/5. 二次电子发射对系统电磁脉冲的影响随着系统所用材料原子序数的增高而加大. 空间电荷效应较强时, 二次电子才会对腔体外系统电磁脉冲产生影响. 本研究有助于更好地通过数值模拟来获得具体装置在强辐射环境下的系统电磁脉冲响应.

关键词: 二次电子发射, 系统电磁脉冲, 光电子, 全电磁粒子模拟方法

PACS: 52.25.Tx, 52.65.Rr, 28.70.+y **DOI:** 10.7498/aps.70.20210461

1 引 言

系统电磁脉冲 (system generated electromagnetic pulse, SGEMP) 是指在 γ 射线和 X 射线 (特别是由高空核爆炸释放) 的辐照下, 系统 (卫星、导弹以及各种电子仪器) 表面或内部产生高速运动的电子流, 进而在系统周围激励起的瞬态电磁脉冲 [1]. SGEMP 不同于环境电磁脉冲, 后者是高能射线与大气相互作用所激励出来的大范围恶劣电磁环境. 一般情况下, 这两类电磁脉冲不会对人员造成直接伤害, 主要毁伤作用在于干扰、损伤电子或电力系统. 环境电磁脉冲对系统的影响可以通过加装金属屏蔽壳等常规抗电磁干扰方法屏蔽, 但是 SGEMP 的响应源为自身电子流, 难以有效屏蔽. SGEMP 效应的毁伤效应评估以及针对性的加固设计对于保障通讯等关乎国家安全的基础设施具有重要意义. 美国于 2001 年成立“电磁脉冲袭击对美威胁评估委员会”, 对十大类重要基础设施在电磁脉冲打击下的保护和恢复给出建议 [2].

全面禁止核试验条约的签订使得获取新的 SGEMP 数据变得不可能, 而已公布的试验数据也极其有限. 使用较大空间范围、高强度的射线源可以部分模拟核爆炸的辐射环境, 但此类替代实验成本高昂、准备周期长, 出于保密等原因, 仅有一些典型简化结构下的公开数据 [3,4], 因此数值模拟成为研究 SGEMP, 获得电磁响应的重要手段. SGEMP 的数值模拟研究始于 20 世纪 70 年代, 代表性成果是美国国防部原子能机构 Woods 等 [5,6] 编制的二维 SGEMP 数值模拟程序 ABORC. 该程序的准确性约在 1977 年美国陆军哈瑞戴蒙德实验室的一系列标定实验 [7] 中得到了验证. 本单位相关理论计算工作与美国基本同时开展 [8], 与核爆模拟装置“闪光”–I 的实验结果总体趋势上一致. 这一阶段

* 国家自然科学基金 (批准号: 12005023) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhou_qianhong@qq.com

© 2021 中国物理学会 Chinese Physical Society

国内外的数值模拟均以二维轴对称腔体为研究对象, 采用粒子云网格方法 (particle in cell, PIC)[9] 或直接差分法求解玻尔兹曼方程 [10] 来描述带电粒子的运动.

近 5 年来, 国内外学者在 SGEMP 的数值模拟方面取得了新的进展. Pointon 等 [11] 在报告中展示了使用二维粒子云网格-蒙特卡罗碰撞 (PIC-MCC) 方法模拟稀薄氮气环境下内电磁脉冲结果. Angus 等 [12] 考虑多种分子、原子亚稳态, 建立了零维反应动力学模型, 用于筛选高能电子–空气作用中的主要反应路径. 北京应用物理与计算数学研究所孙会芳等 [13] 使用三维 PIC 方法计算真空中圆柱腔体的 SGEMP. 西北核技术研究院的 Chen 等 [14] 系统地研究了初级电子能谱等对空间电荷层形成特征时间的影响. 中物院应用电子学研究所的 Chen 等 [15] 提出了一种描述 SGEMP 空间电荷层的方法, 可以有效降低 PIC 模拟所需计算资源. 清华大学的 Meng 等 [16,17] 模拟了神光-III 装置的 SGEMP 响应, 并使用时偏时域有限差分法减弱电磁场中的高频噪声. 然而, 此前的研究中大多忽略了高能电子与金属材料作用产生的二次电子, Wenaas 等 [18] 的二维模型中也没有考虑弹性背散射以及真二次电子发射. 为了更好地评估强辐射环境对具体装置的影响, 本文基于 PIC 方法, 考虑二次电子发射过程, 建立三维非稳态 SGEMP 数值模拟模型, 研究各类二次电子发射机制对 SGEMP 数值模拟结果的影响.

2 数值模型

2.1 电磁粒子模拟方法

本文关注高能光电子、二次电子的运动以及随之激励出的电磁场响应, 采用 PIC 方法描述电子的运动 [19], 该方法通常不会跟踪所有实际粒子, 而是用“宏粒子”代表若干相邻的电子, 粒子的位移 $\boldsymbol{x}$ 和速度 $\boldsymbol{v}$ 随时间 t 的变化服从 (1) 式:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{x}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{v}, \\ \dfrac{\mathrm{d}(\gamma m_{\mathrm{e}}\boldsymbol{v})}{\mathrm{d}t} = q(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}), \end{cases} \tag{1}$$

其中, $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ 为相对论因子, v 为粒子速率, c 为光速, m_{e} 和 q 分别为电子的静止质量和电量, $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 分别为电场强度和磁感应强度. 电磁场在空间上基于 Yee 元胞离散化, 采用时域有限差分法求解如下的 Maxwell 方程组:

$$\begin{cases} \nabla \times \boldsymbol{E} = -\dfrac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \boldsymbol{H} = \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J}, \end{cases} \tag{2}$$

其中, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{D}$ 和 $\boldsymbol{J}$ 分别为磁场强度、电位移矢量和电流密度. 由初始条件出发, 电磁场的更新和带电粒子的运动交替进行. 通过校正电流连续性方程来满足空间电荷守恒 [19].

2.2 二次电子发射

在具有一定能量电子的撞击下, 固体靶表面会通过各种机制发射电子. 本文主要考虑两类二次电子, 分别是真二次电子和背散射电子. 入射电子与固体靶发生非弹性碰撞, 从固体靶中激发出高于其材料功函数的电子, 称这类电子为真二次电子 [20]. 而部分入射电子与靶材经过一次或多次碰撞后会从固体靶表面射出, 这部分电子被称为背散射电子, 背散射电子又可进一步细分为弹性和非弹性背散射电子. 通常, 真二次电子的能量小于 50 eV, 背散射电子的能量更高, 其中弹性背散射电子的能量与入射电子相当 [21]. 背散射电子数与入射电子数之比为背散射电子发射系数 (反射系数), 真二次电子数与入射电子数之比为真二次电子发射系数. 除了发射系数, 在对二次电子进行建模时, 还需要明确出射二次电子的能谱与角分布.下文将分别对真二次电子和背散射电子的建模进行说明.

2.2.1 真二次电子的发射特性

真二次电子发射系数与入射电子能量 E_{in}、角度 θ 以及固体靶的材料、表面光洁度相关. 对于入射电子能量小于 1 keV 的情况, 普遍使用 Vaughan 模型 [22] 描述真二次电子发射系数. 在更高的入射电子能量下, 可以利用法向入射真二次电子的发射系数 δ_0 与入射电子能量的比例关系 [23]((3) 式) 以及与入射电子角度的关系 [21]((4) 式) 来近似获得该发射系数. 真二次电子的能谱和角分布设置可以基于 Furman 与 Pivi 提出的概率模型 [24]:

$$\frac{\delta_0}{E_{\mathrm{in}}^{-0.8}} = \frac{\delta_0'}{E_{\mathrm{in}}'^{-0.8}}, \tag{3}$$

$$\delta = \delta_0 \sec\theta. \tag{4}$$

2.2.2 背散射电子的发射特性

背散射电子发射系数与入射电子能量弱相关[25], 与入射电子角度、固体靶的材料强相关[18], 该发射系数可以通过实验测量[26]或蒙特卡罗模拟[27]获得. 在数值建模中, 通常使用经验公式来描述背散射电子发射系数, 如 Hunger-Küchler 公式[23], 但该公式在入射电子能量小于 3.5 keV, 或固体靶材原子序数 Z 较大时的偏差较高[28]. 本文结合 Staub[29] 的工作, 使用如 (5) 式所示的法向入射电子的背散射电子发射系数 η_0, 该式普遍适用于 0.5 keV $<$ $E_{\rm in}$ $<$ 100 keV, 且 $Z>4$ 的情况:

$$\begin{cases} \eta_0 = {E_{\rm in}}^{m(Z)} C(Z), \ E_{\rm in} > 30\ \text{keV}, \\ \eta_0 = A[1-\exp(-6.6\times10^{-3}A^{-2.5}Z)], \\ 0.5\ \text{keV} \leqslant E_{\rm in} \leqslant 30\ \text{keV}, \end{cases} \tag{5}$$

其中, 拟合参数 $C(Z)=0.1904-0.2236\ln Z+0.1292(\ln Z)^2-0.01491(\ln Z)^3$, $m(Z)=0.13182-0.9211/Z^{0.5}$, A=0.4 + 0.065 ln($E_{\rm in}$), 入射电子能量单位 keV. 图 1 绘出了由 (5) 式计算出的 η_0 以及铝、铜、金三种材料背散射电子发射系数的实验数据[20]. 除 $E_{\rm in}$ = 0.5 keV 的电子射入铜制靶面条件下不同实验数据间存在较大差异外, (5) 式的计算结果与实验数据均符合得较好.

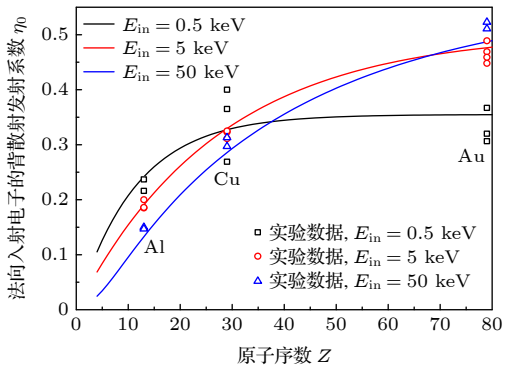

图 1 不同原子序数、入射能量条件下, 法向入射电子的背散射电子发射系数 (离散点来自 Joy[20] 总结的实验数据, 实线由式 (5) 计算)

Fig. 1. Backscattering coefficient of normally incident electrons for different $E_{\rm in}$ and atomic numbers. Symbols, experimental data from Joy[20]; lines, calculated by Equation (5).

入射电子角度 θ [0, π/2] 对背散射电子发射系数 η 的影响可由 (6) 式描述[20]:

$$\eta = 0.89(\eta_0/0.89)^{\cos\theta}. \tag{6}$$

弹性、非弹性背散射电子的发射系数 $\eta_{\rm els}$ 和 $\eta_{\rm ine}$ 主要与固体的材料相关, Reimer[20] 总结实验数据, 给出非弹性、弹性碰撞截面之比 $\sigma_{\rm ine}/\sigma_{\rm els}\approx 20/Z$. 可得 $\eta_{\rm els}/\eta = 1-(\eta_{\rm ine}/\eta) = Z/(Z+20)$, 即金属材料的原子序数越大, 背散射电子中弹性散射的占比越高.

弹性背散射电子的角分布可按镜面反射处理, 即散射角与入射角关于靶平面的法线对称. 非弹性背散射电子的角分布较为复杂, 是与材料、入射电子能量和入射角均相关的分布函数, 这里进行简化处理[28], 设置非弹性散射角等于最概然散射角 $\theta_{\rm inels} = -27\theta/40$, 式中负号表示散射电子与入射电子分别在法向量两侧. 根据发生散射的类型, 分别设置背散射电子的能量. 弹性背散射电子相较于入射电子基本没有能量损失, 本模型参考刘腊群等[28]的工作, 统一设置弹性背散射电子的能量比入射电子低 20 eV. 而非弹性背散射电子的能量分布函数按照 Matsukawa 等[30]实验测量的二次电子能谱分布来赋值, 忽略入射电子能量与入射角度对能量分布函数的影响[18,23].

2.3 计算区域和边界条件

图 2 为本文涉及的两种典型 SGEMP 计算模型的示意图. 图 2(a) 所述模型用于模拟 X 射线 (沿圆柱轴向自右向左均匀射入金属的右侧端面) 辐照长度为 h, 半径为 R 的金属圆柱体所激发的腔体外 SGEMP. X 射线与固体介质相互作用并发射光电子的过程比较复杂[31]. 本文主要研究二次电子对 SGEMP 的影响, 因此对端面产生的光电子进行简化处理, 假设其均为单能电子 (能量 E_0), 运动方向垂直于受辐照面向外[14,17], 光电子发射面的电流密度 $J_{\rm emi}$(正比于 X 射线功率密度与光电产率) 在时间上表现为单个脉冲且该脉冲服从正弦平方分布[13], 如 (7) 式所示:

$$J_{\rm emi} = J_0\sin^2[\pi t/(2\tau)], \tag{7}$$

其中, 峰值电流密度为 J_0(A/cm^2), τ 为时间脉冲的半高宽, 设为 1 ns. 图 2(b) 中的模型用于模拟封闭空心金属腔体的内 SGEMP[17], 光电子仅由左侧内端面发射, 光电子的发射特性与图 2(a) 所述模型一致. 本文计算模型的金属圆柱体均为正圆柱, $h = 2R = 100$ mm.

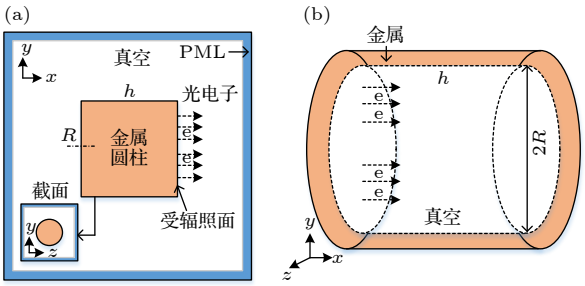

图 2 计算模型示意图 (a) 腔体外 SGEMP; (b) 腔体内 SGEMP

Fig. 2. Schematics of the calculation domain: (a) The external SGEMP; (b) the internal SGEMP.

在每一计算时间步中统计越过金属边界的宏粒子, 认为该宏粒子被金属边界吸收, 计算被吸收宏粒子的能量及入射角, 并按 2.2 节所述的发射系数释放出若干个二次电子. 电子的产生和在真空区域的运动会激发出电磁场. 假设金属为理想导体, 导体内部电场、边界上的切向电场分量和磁场强度的法向分量为零[17], 在图 2(a) 中计算模型的最外侧对电磁场设置理想吸收层边界 (perfectly matched layer, PML), 为减小边缘效应, 设置 PML 边界的空间尺寸为金属圆柱尺寸的 3 倍[13]. 计算所用网格的空间尺寸为 5 mm, 时间步长 10^{-12} s, 峰值宏粒子数约为 10^6.

3 结果与讨论

3.1 腔体外 SGEMP

本节首先研究如图 2(a) 所示腔体外 SGEMP 的特性, 受辐照金属圆柱的材料为中等 Z 值的铜. 图 3 比较了是否考虑二次电子发射对电子空间分布的影响 (图 3(a)—图 3(c)) 中包括光电子、背散射电子和真二次电子). 虚线部分表示金属圆柱, 光电子由金属圆柱的右端面向外发射. 光电子发射后会在金属表面留下正电荷, 与光电子共同激发出电场, 当这一电场强度足够高, 光电子会被减速, 导致大量电子聚集在金属表面附近, 形成空间电荷层 (space-charge barrier). 一部分光电子无法穿出空间电荷层, 返回金属表面. 不考虑二次电子发射的情况下 (如图 3(d)), 受空间电荷层作用返回金属表面的光电子被直接吸收. 对比图 3(c) 与 3(d), 可以发现在金属表面, 特别是右侧端面, 产生了相当数量的二次电子.

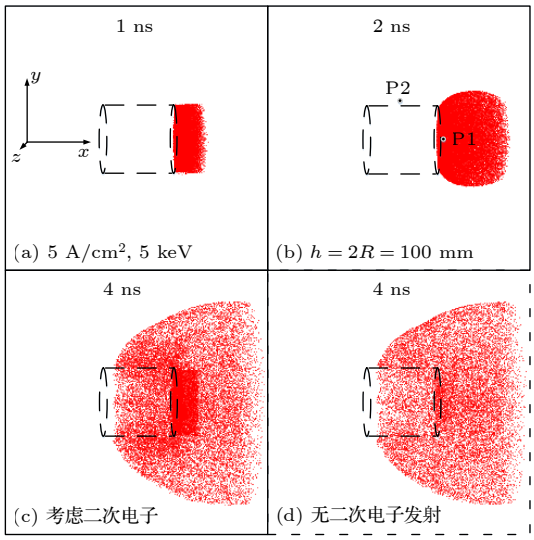

图 3 不同时刻电子的空间分布 (J_0 = 5 A/cm^2, E_0 = 5 keV). (a)(b)(c) 考虑二次电子发射; (d) 无二次电子发射的情况

Fig. 3. Distribution of electrons at different moments on the condition J_0 = 5 A/cm^2 and E_0 = 5 keV: (a)(b)(c)Including secondary emission; (d)without secondary electrons.

图 4 为不同峰值电流密度条件下, 光电子发射面中心 P1 位置 (距右端面 5 mm, 如图 3(b) 所示) 的轴向电场强度, 根据在模型中是否考虑了二次电子发射可分别得到图中虚线和实线所示的结果. P1 处的轴向电场强度随着时间的延长先快速上升达到峰值, 随后趋于饱和并发生振荡, 最后随着发射光电子数量的降低, 电场强度快速下降至小于 5×10^5 V/m. 峰值电流密度升高, 初始阶段轴向电场的上升速率增大, 电场强度的最大值也随之增大. 然而, 电场强度的最大值与峰值电流密度不满足线性关系, 例如, 当峰值电流密度 J_0 由 5 A/cm^2 上升至 100 A/cm^2, 最大电场强度仅由 9.6×10^5 V/m 增至 2.2×10^6 V/m. 对比是否考虑二次电子条件下的电场强度, 可发现在模型中加入二次电子过程会使饱和阶段计算出来的电场增强约 25%—30%, 电场在时间上的半高宽也会增宽约 10%—15%. 两模型计算结果出现差异的时刻均在电场强度第一峰值后, 且该时刻随着峰值电流密度的增大而提前, 由 5 A/cm^2 条件下的 1.81 ns 提前至 100 A/cm^2 时的 0.76 ns.

如前文所述, 金属在 X 射线辐照下向外发射光电子并使本身带正电, 发射的光电子数目越多, 电场强度越强, 对应着电场强度在初始阶段的快速上升. 然而, 该电场会阻碍光电子继续向外运动,

当受辐照面附近累计发射的光电子足够多, 空间电荷层内的电场强度升高至使一部分光电子反向运动, 电场强度减弱, 电子返发射面降低了空间电荷层内电子数目, 进一步削弱了电场强度, 随后更多的电子能够进入空间电荷层, 如此反复, 导致了电场的振荡[32].电荷累积并形成空间电荷层需要一定时间, 对于腔体外 SGEMP, 在空间电荷层形成前, 不会有光电子返回金属表面, 也就不会产生二次电子, 所以图 4 中最初一段时间内考虑二次电子发射不会对电场结果产生影响. 定义电子首次返回发射面的时刻 (也即二次电子产生的时刻) 为空间电荷层产生的特征时间, 光电子能量越高、电流密度越小, 特征时间越长[14].

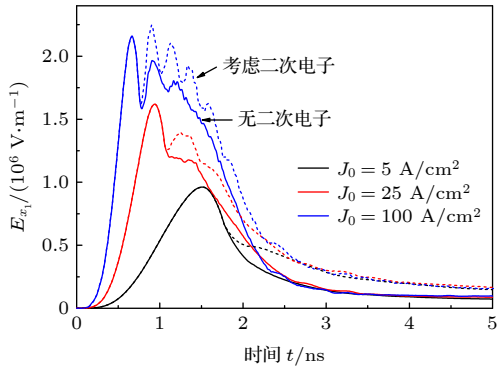

图 4 不同峰值电流密度条件下, P1 位置的轴向电场强度 E_x (实线: 未考虑二次电子发射, 虚线: 考虑二次电子发射, $E_0 = 5$ keV)

Fig. 4. Axial electric field E_x at P1 for different peak current densities (Solid line: not including secondary electrons; dash line: including secondary electrons, $E_0 = 5$ keV).

图 5 给出了不同峰值电流密度下, 圆柱侧面中点 P2 处的径向电场强度. 相比于 P1, P2 位置电场强度受二次电子的影响更为显著, 特别是对于峰值电流密度较强的情况. 如 $J_0 = 100$ A/cm^2, $t = 3$ ns, 考虑二次电子时的径向电场强度为 1.93×10^5 V/m, 约为不考虑二次电子条件下的 1.8 倍. 由于 P1 点位于金属受辐照面附近, 其电场强度直接受高能光电子特性以及空间电荷层的影响, 而 P2 位置几乎没有光电子, 光电子以及二次电子主要通过改变金属的电荷分布来间接影响 P2 位置的电场. 在持续的时间上, 考虑二次电子也会使算得的电场强度出现明显的拖尾现象. 图中还给出了在计算模型中仅考虑二次电子里的背散射电子, 忽略真二次电子的仿真结果. 对于能量 5 keV 的电子撞击铜靶面的情况, 真二次电子发射系数略高于背散射电子发射系数, 但真二次电子对计算出的电场强度差异的贡献仅为背散射电子的 1/5 左右. 这主要是因为真二次电子的能量远低于背散射电子, 受金属表面电场的作用, 大部分真二次电子在产生后又迅速被金属吸收, 所以对电场响应的贡献有限.

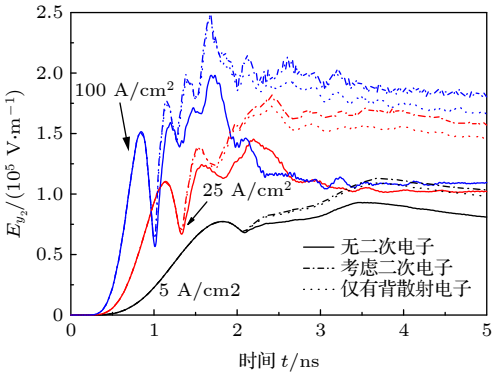

图 5 不同峰值电流密度条件下, P2 位置的径向电场强度 E_y (实线: 未考虑二次电子发射, 虚线: 考虑二次电子发射, 点线: 仅考虑背散射电子, $E_0 = 5$ keV)

Fig. 5. Radial electric field E_y at P2 for different peak current densities (Solid line: not including secondary electrons; dash line: including secondary electrons; dot line: only considering backscattering electrons, $E_0 = 5$ keV).

图 6 对比了峰值电流密度 5 和 100 A/cm^2 条件下, P2 位置切向磁感应强度 B_z. 空间磁场的分布主要受金属导体上电荷重新分布时产生的置换电流影响, 峰值电流密度越大, 磁感应强度的极值越大, 但受空间电荷层的限制, 磁感应强度的极值与峰值电流密度之间也不满足线性关系. $J_0 =$

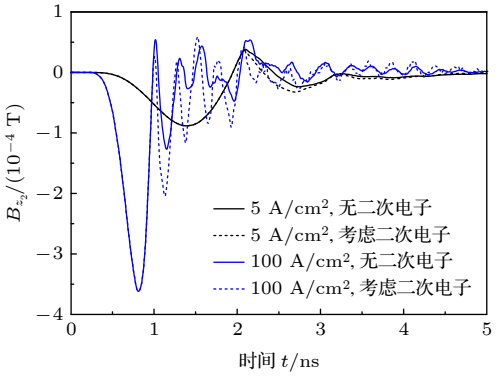

图 6 在 $J_0 = 5$, 100 A/cm^2 条件下, P2 位置的磁感应强度 B_Z (实线: 未考虑二次电子发射, 虚线: 考虑二次电子发射, $E_0 = 5$ keV)

Fig. 6. Magnetic field B_Z at P2 for $J_0 = 5$, 100 A/cm^2 (Solid line: not including secondary electrons; dash line: including secondary electrons, $E_0 = 5$ keV).

5 A/cm^2, 空间电荷效应弱, 光电子返回金属表面所产生的二次电子较少, 对置换电流的影响也较低, 是否考虑二次电子发射对计算出的磁场基本没有影响. 提高峰值电流密度至 100 A/cm^2, 空间电荷效应增强, 磁感应强度会表现出明显的振荡, 振荡频率约为 3.5 GHz.考虑二次电子使 B_z 第二负峰的幅值由 1.3×10^{-4} T 增至 2.0×10^{-4} T, 磁场的振荡频率也略微升高.

3.2 腔体内 SGEMP

不同于 3.1 节的腔体外 SGEMP, 本节研究的腔体内 SGEMP, 其光电子的发射面在金属腔体内部, 特别是对于封闭金属腔体, 所有光电子都会撞击到腔体表面, 并按一定概率产生二次电子. 图 7 比较了不同腔体材料对 P1 位置 (圆柱腔体末端中心点) 轴向电场强度的影响. 考虑二次电子发射后, E_{x1} 出现谷值的时刻由 2.19 ns 后移至约 3.55 ns, 幅值由 7.56×10^4 V/m 增大至 Al 腔体下的 1.52×10^5 V/m、Au 腔体的 2.75×10^5 V/m, 分别为未考虑二次电子条件下的 2.01 倍、3.64 倍. Cu 腔体条件下的电场强度变化介于 Al 和 Au 之间, 约为无二次电子条件下的 2.84 倍. 不同材料条件下电场的脉冲宽度都发生了加宽. 图 7 还给出了 Cu 制腔体、仅考虑背散射电子条件下的计算结果, 可以发现, 真二次电子导致 E_{x1} 差异的占比随着时间延长而逐渐增大, 5 ns 时, 约为考虑二次电子导致电场总差异的 24%.

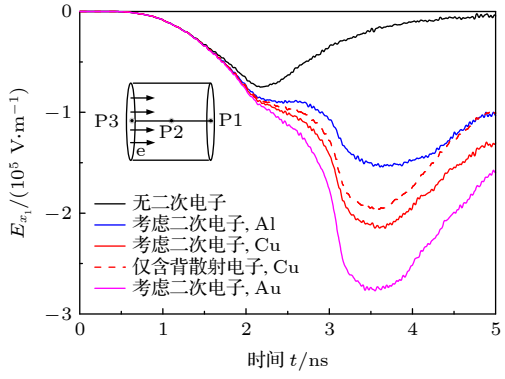

图 7 不同腔体材料, P1 位置的轴向电场强度 E_x(J_0 = 1 A/cm^2, E_0 = 5 keV)

Fig. 7. Axial electric field E_x at P1 for different materials (J_0 = 1 A/cm^2, E_0 = 5 keV).

图 7 的结果表明, 在各类二次电子中, 背散射电子对内 SGEMP 的影响最为重要. 在约 3.5 ns 后, 真二次电子导致的电场差异占比随时间延长逐渐增大, 主要是因为金属表面的电场幅值降低, 受该电场作用返回金属表面的真二次电子数减小. 腔体所用金属材料的原子序数越高, 背散射电子发射系数就越大, 同时, 非弹性背散射电子能谱的峰值也向更高能量区域移动, 共同导致了高 Z 材料下算得电场强度差异的增大.

图 8 给出了光电子发射面中心 P3 (距左侧端面 5 mm)、轴向中点 P2 以及末端面中点 P1 (距右侧端面 5 mm) 三点的电场强度. 可以发现, 二次电子发射对腔体内不同位置电场都有显著影响, 如 P3 处电场的半高宽增加了 11%(Al)—57%(Au).然而, P3 处电场强度的幅值没有发生显著变化, 仅增大了约 4%, 远小于 P1 位置电场强度的变化. 这主要是由于在较低的电流密度下 (J_0 = 1 A/cm^2), 光电子发射面附近累积的电子数目太少, 空间电荷限制效应较弱, 穿过空间电荷层并撞击到腔体末端面的光电子占主导, 导致末端面二次电子发射数目大于光电子发射面附近的二次电子数, 所以 P1 处电场幅值的变化更大.

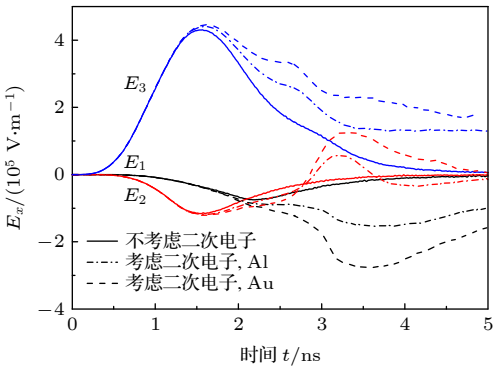

图 8 不同位置 (P1, P2, P3) 的轴向电场强度 E_x(J_0 = 1 A/cm^2, E_0 = 5 keV)

Fig. 8. Axial electric field E_x at P1, P2 and P3 (J_0 = 1 A/cm^2, E_0 = 5 keV).

不同峰值电流密度下, 腔体末端 P1 点的轴向电场强度如图 9 所示. 在发射面的峰值电流密度 (对应 X 射线注量) 很低时, 如 J_0 = 0.1 A/cm^2, 空间电荷效应极弱, 考虑二次电子发射就会使模拟得到的电场强度峰值增大约 0.6 倍. 增大发射面的峰值电流密度至 J_0 = 5 A/cm^2, 空间电荷效应显著增强, 无二次电子条件下 P1 处的电场强度发生振荡. 打到腔体末端面的光电子数量在较强的空间电荷限制作用下减少, 但考虑二次电子发射后, J_0 =

5 A/cm^2 条件下算得的电场强度幅值仍为无二次电子条件下的 3 倍左右. 在金属腔体中, 为保证导体为等势体, 腔体的电荷需要重新分布从而影响整个腔体内部的电磁场分布, 二次电子在这里主要是通过增大金属导体上的电荷数来影响腔体末端的电场强度. P3 处的轴向电场强度随电流密度的变化与图 4 中所示腔体外 SGEMP 在发射面附近的变化规律类似, 这里不再给出.

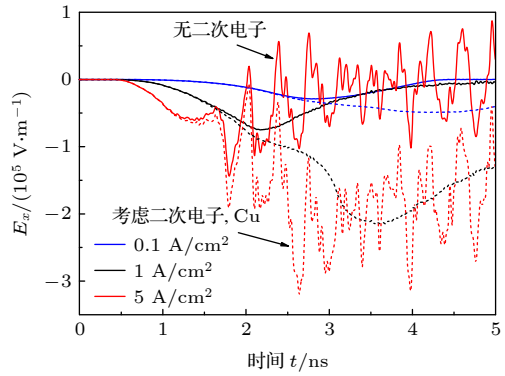

图 9 不同峰值电流密度下, P1 位置的轴向电场强度 E_x (实线: 未考虑二次电子发射, 虚线: 考虑二次电子发射, $E_0 = 5$ keV)

Fig. 9. Axial electric field E_x at P1 for different peak current densities (Solid line: not including secondary electrons; dash line: including secondary electrons, $E_0 = 5$ keV).

图 10 给出了不同初始光电子能量 E_0 下, P1 处的电场强度 (Cu 腔体). 不同电子能量下, 考虑二次电子发射都会使 P1 位置算得电场的极值增大一倍以上. 这是因为光电子能量越高, 空间电荷效应越弱, 光电子更容易打到末端面, 且其运动速度更快, 所以两计算模型中电场强度表现出差异的时刻越早, 由 5 keV 时的 1.46 ns 提前至 50 keV 的 1.06 ns. 而是否考虑二次电子发射条件下, 计算出的 E_{x1} 谷值时刻之差也由 5 keV 的 1.41 ns 缩短至 50 keV 的 0.46 ns.这是因为测量点 P1 距金属腔体右端面仍有一定距离 (5 mm), 无二次电子条件下, 电场谷值时刻对应大量光电子到达 P1 的时刻; 考虑二次电子时, 谷值时刻由向右运动的光电子与向左发射的二次电子共同决定. 二次电子的作用又主要由背散射电子体现, 由于高入射电子能量下背散射电子的平均能量更高, 背散射电子由右侧端面运动到 P1 位置所需时间更短, 谷值出现时刻之差也越小.

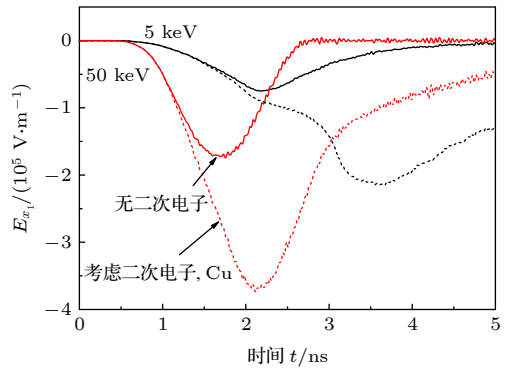

图 10 $E_0 = 5$ keV 与 $E_0 = 50$ keV 条件下, P1 位置的轴向电场强度 $E_x(J_0 = 1\ \mathrm{A/cm^2})$

Fig. 10. Axial electric field E_x at P1 for $E_0 = 5$ keV and $E_0 = 50$ keV ($J_0 = 1\ \mathrm{A/cm^2}$).

4 结 论

为了研究二次电子发射对 SGEMP 数值模拟结果的影响, 本文较为全面地考虑了电子–金属相互作用产生二次电子的物理过程, 实现了基于 PIC 方法的三维非稳态 SGEMP 数值模拟.针对圆柱腔体外部、内部两种典型结构下的 SGEMP, 计算并比较了不同电流密度、初始光电子能量以及金属材料条件下的电磁场响应, 主要结论如下:

1) 在数值模拟中忽略二次电子发射会导致对电场、磁场强度的低估, 对于非受辐照面, 峰值电场强度会被低估 2—3 倍, 响应的时间宽度也会被低估 10% 以上.

2) 在各类二次电子中, 背散射电子对 SGEMP 的影响占主导, 真二次电子对电场强度差异的贡献约为背散射电子的 1/5. 构成系统的金属材料的原子序数越高, 二次电子发射对电磁场响应的影响越大.

3) 受结构影响, 对于腔体外 SGEMP, 仅有高 X 射线注量, 空间电荷效应较强时, 二次电子才会对电磁场响应产生影响, 而在较低的辐照注量下, 腔体内 SGEMP 受二次电子发射的影响就较为显著.

参考文献

[1] Wang T C, He Y H, Wang Y Z 2011 *Introduction to Electromagnetic Pulse* (Beijing: National Defense Industry Press) p130 (in Chinese) [王泰春, 贺云汉, 王玉芝 2011 电磁脉冲导论 (北京: 国防工业出版社) 第130页]

[2] Commission to assess the threat to the United States from electromagnetic pulse (EMP) attack (translated by Zheng Y, Liang R, Cao B F) 2019 *Report of the Commission to Assess the Threat to the United States from Electromagnetic Pulse*

(*EMP*) *Attack*: *Critical National Infrastructures* (Beijing: Science Press) p9 (in Chinese) [美国电磁脉冲袭击对美威胁评估委员会编 (郑毅, 梁睿, 曹保锋 译 2019 电磁脉冲袭击对国家重要基础设施的影响 (北京: 科学出版社) 第9页]

[3] Gilbert R M, Klebers J, Bromborsky A 1977 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 2389

[4] Genuario R D 1975 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **22** 2098

[5] Woods A J, Wenaas E P 1976 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **23** 1903

[6] Woods A J, Hobbs W E, Wenaas E P 1981 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **28** 4467

[7] Chan P C, Woods A J 1985 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 4441

[8] Wang T C, Wang Y Z 1986 *Chinese J. Comput. Phys.* **3** 86 (in Chinese) [王泰春, 王玉芝 1986 计算物理 **3** 86]

[9] Li J X, Cheng Y H, Wu W, Zhou H 2008 *Proceedings of the 14th National Annual Conference on Nuclear Electronics and Nuclear Detection Technology* Urumqi, China, July 15–20, 2008 p735

[10] Holland R 1995 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **37** 433

[11] Pointon T D, Cartwright K L 2014 *Proceedings of the 67th APS Gaseous Electronics Conference* Raleigh NC, USA, November 2–7, 2014 p00051

[12] Angus J R, Mosher D, Swanekamp S B, Ottinger P F, Schumer J W, Hinshelwood D D 2016 *Phys. Plasmas* **23** 053510

[13] Sun H F, Zhang F, Dong Z W 2016 *Chinese J. Comput. Phys.* **33** 434 (in Chinese) [孙会芳, 张芳, 董志伟 2016 计算物理 **33** 434]

[14] Chen J N, Wang J G, Chen Z G, Ren Z P 2020 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **67** 818

[15] Chen J H, Chao Z, Deng J H, Li Z D Z 2020 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **67** 2353

[16] Meng C, Xu Z Q, Jiang Y S, Zheng W G, Dang Z 2017 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **64** 2618

[17] Xu Z Q, Meng C, Jiang Y S, Wu P 2020 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **67** 425

[18] Wenaas E P, Woods A J 1976 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **23** 1921

[19] Zhou J 2009 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [周俊 2009 博士学位论文(成都: 电子科技大学)]

[20] Reimer L 2000 *Scanning Electron Microscopy*: *Physics of Image Formation and Microanalysis* (New York: Springer) p4

[21] Xie A G, Pei Y J, Wang R, Sun H B 2005 *High Energy Phys. Nuclear Phys.* **5** 530 (in Chinese) [谢爱根, 裴元吉, 王荣, 孙红兵 2005 高能物理与核物理 **5** 530]

[22] Vaughan J R M 1989 *IEEE Trans. Electron Devices* **36** 1963

[23] Valfells Á, Singh A, Kolander M J, Granatstein V L 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1271

[24] Furman M A, Pivi M T F 2002 *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams* **5** 124404

[25] Sternglass E J 1954 *Phys. Rev.* **95** 345

[26] Joy D C 1995 *Scanning* **17** 270

[27] Hussain A, Yang L H, Mao S F, Da B, Tőkési K, Ding Z H 2021 *Nucl. Mater. Energy* **26** 100862

[28] Liu L Q, Liu D G, Wang X Q, Peng K, Yang C 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1980 (in Chinese) [刘腊群, 刘大刚, 王学琼, 彭凯, 杨超 2012 强激光与粒子束 **24** 1980]

[29] Staub P F 1994 *J. Phys. D Appl. Phys.* **27** 1533

[30] Matsukawa T, Shimizu R, Hashimoto H 1974 *J. Phys. D Appl. Phys.* **7** 695

[31] Chen J N, Tao Y L, Chen Z G, Wang Y 2018 *Modern Appl. Phys.* **9** 040501 (in Chinese) [陈剑楠, 陶应龙, 陈再高, 王玥 2018 现代应用物理 **9** 040501]

[32] Guo J H, Zhou H, Wu W, Cheng Y H, Li J X, Ma L, Zhao M 2016 *Nuclear Electronics and Detection Techol.* **36** 512 (in Chinese) [郭景海, 周辉, 吴伟, 程引会, 李进玺, 马良, 赵墨 2016 核电子学与探测技术 **36** 512]

Effect of secondary electrons on SGEMP response*

Zhang Han-Tian Zhou Qian-Hong† Zhou Hai-Jing Sun Qiang
Song Meng-Meng Dong Ye Yang Wei Yao Jian-Sheng

(*Institute Applied Physics and Computational Mathematics*, *Beijing* 100094, *China*)

(Received 10 March 2021; revised manuscript received 8 April 2021)

Abstract

It is difficult to effectively shield the system generated electromagnetic pulse (SGEMP), which can significantly affect the performance of important electronic devices and infrastructure, such as low-orbit spacecraft. Numerical simulation is an essential way to study the SGEMP response. However, many previous studies ignored or simplified the effect of secondary electron emission in their models. In this paper, a three-dimensional electromagnetic particle-in-cell numerical simulation model is developed to evaluate the effect of secondary electrons on the SGEMP response of two typical structures (external SGEMP and cavity SGEMP, respectively) under different current densities (0.1–100 A/cm^2) and different materials (Al, Cu and Au). A right cylinder or cylindrical cavity with a length of 100 mm is used. The photoelectrons produced by the interaction between the X-ray photon and metal are emitted from one end of the system and assumed to be monoenergetic. The photoelectron pulse follows a sine-squared distribution, and its full width at half maximum is 1 ns. Some important parameters of secondary electrons are discussed and summarized, including the emission coefficients of elastically and inelastically backscattered electrons, as well as the probability density functions of emission angles and energies. The results show that ignoring the secondary emission in the simulation model leads the peak electric field to be underestimated by twice-thrice, and the duration of electric field response by more than 10%. The oscillation frequency and the amplitude of the second peak of the tangential magnetic field are also increased, with the secondary electrons considered. Among various types of secondary electrons, backscattered electrons have a dominant effect on the change of SGEMP. The effect of true secondary electrons is about 1/5 of that of backscattered electrons. The effect of secondary electrons on SGEMP response increases with a higher atomic number of the material used in the system, mainly due to higher backscattering emission coefficient and a high ratio of high energy inelastically backscattered electrons. The secondary electrons will influence the response of the external SGEMP only when the space charge effect is strong (high X-ray fluence). While the response of the cavity SGEMP is more easily affected by the secondary electrons even at a relatively low X-ray fluence. This paper helps to better obtain the SGEMP response of a specific device under strong radiation through numerical simulation.

Keywords: secondary electrons, system generated electromagnetic pulse, photoelectrons, particle-in-cell simulation

PACS: 52.25.Tx, 52.65.Rr, 28.70.+y **DOI:** 10.7498/aps.70.20210461

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12005023).

† Corresponding author. E-mail: zhou_qianhong@qq.com