

爆炸电子发射初期阴极表面电场的研究*

左应红^{1)2)†} 王建国²⁾ 朱金辉²⁾ 牛胜利²⁾ 范如玉¹⁾²⁾

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (西北核技术研究所, 西安 710024)

(2012年2月8日收到; 2012年2月28日收到修改稿)

为了研究二极管爆炸电子发射初始阶段阴极表面复杂的物理现象及规律, 建立了由场致电子发射阴极构成的一维平板真空二极管物理模型, 通过自行编程数值求解泊松方程, 考虑了发射出的电子对阴极表面电场的非线性影响, 自洽模拟得到了阴极表面电场随时间的变化情况. 模拟结果表明, 爆炸电子发射初期, 阴极表面电场随时间的增加而呈现出不断振荡的规律, 且振荡幅度越来越小, 最终到达一个稳态的值, 二极管两极板之间的外加电场越大, 阴极表面稳态电场的绝对值越大; 电场增强系数越大, 阴极表面稳态电场的绝对值越大. 在整个时间演变过程中, 阴极表面的实际电场强度决定着阴极发射的电流密度大小, 反过来阴极发射的电流密度又会影响到阴极表面的电场.

关键词: 场致发射, 空间电荷, 电场, 阴极表面

PACS: 79.70.+q, 94.20.Ss, 52.59.Sa

1 引言

在真空电子束二极管中, 阴极是最为关键的部件之一, 它决定着产生电子束的质量和电流强度等参数. 对于强流粒子束, 尤其是许多用于产生高功率微波 (HPM) 的电子束激励源, 其电流密度一般都超过数 kA/cm^2 , 目前绝大多数的军用或民用 HPM 源都采用纯金属爆炸电子发射阴极^[1]. 爆炸电子发射的整个过程大致可分为三个阶段^[2]: 初期阶段以场致电子发射为特征, 同时伴随着复杂的热电现象; 第二个阶段是当外加电场作用一段时间之后, 阴极表面的微突起点以爆炸电离方式逐渐形成覆盖在阴极表面的粒子数密度超过 10^{18} cm^{-3} 的稠密等离子体, 该等离子体被近似认为有无限发射能力而发射电子; 第三阶段即稳定发射电子的阶段, 这个阶段的发射行为主要受空间电荷限制流和外电路所能产生的电流的限制, 空间电荷限制流则由 Child-Langmuir (CL) 定律^[3,4] 描述. 爆炸电子发

射的阴极物理过程十分复杂, 涉及众多物理机理, 本文将研究焦点集中于爆炸电子发射初期阴极表面的物理过程.

在爆炸电子发射的初期, 亦即阴极等离子体还未形成之前, 阴极表面主要是电场增强点的场致发射, 场致发射产生很强的电流会对阴极表面产生焦耳加热作用, 从而为后续爆炸电子发射过程奠定基础. 在现有的粒子模拟软件中, 重点关注的是电子发射出来之后的输运行为, 而对于阴极表面上空间尺度微小、时间尺度极短的物理现象研究较少, 比如在 MAGIC 软件^[5] 中, 粒子发射边界直接利用 CL 定律给出电子发射密度, 而 CL 定律是在假设阴极表面已经具备无限发射能力, 且阴极表面电场为 0 的情况下导出的结论, 而实际上, 阴极表面的电场在爆炸电子发射初期并不为 0. Feng 利用粒子模拟软件 OOPD1 (object-oriented plasma device) 研究了从场致发射到空间电荷限制发射的过渡过程中的空间电荷的非线性影响^[6].

由于实验技术的不断发展, 对爆炸电子发射的

* 国家高技术研究发展计划 (863) 资助的课题.

† E-mail: zuoyinghong@tsinghua.org.cn

物理机理已经得到了一些认识,但仍然存在一些不清楚的问题^[7].本文在建立物理模型的基础上,通过自行编程,对不同的外加强电场情况下阴极表面实际电场行为进行了研究,将有助于更好地认识爆炸电子发射机理,有助于理解诸如爆炸电子发射的预放电过程、场致发射点燃电弧过程和真空击穿等物理过程^[8-10].

2 物理模型及方法

如图1所示,为研究爆炸电子发射初期阴极表面电场的物理行为,并且考虑已发射出的电子对阴极表面电场的非线性影响,采用一个平板几何结构的二极管模型,该二极管由两块金属电极组成,左边是阴极,右边是阳极,阴极材料采用纯钨金属,钨是二极管阴极中用得最多的金属材料之一,尤其是在强电流密度情况下,其使用寿命较长.外加电场为 $E_0 = -V_0/d$,其中 $-V_0$ 是外加电压, d 是二极管阴阳极之间的间隙距离. β 为阴极表面的电场增强系数, φ 为极板电势.

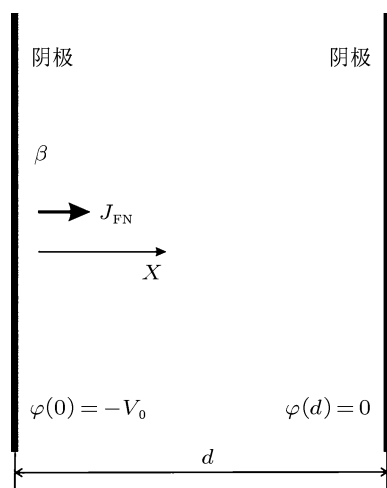


图1 平板真空二极管几何结构示意图

2.1 场致发射物理模型

爆炸电子发射的初期以场致发射为主要特征,二极管阴极以场致电子发射方式向间隙区发射电子.当有外加垂直界面的电场存在时,金属-真空界面的电子发射过程可以通过量子隧道效应来处理, Fowler 和 Nordheim 在假设电子从金属电极发射及表面势为三角势的基础上,采用自由电子近似

的 WKB 方法,得到了 Fowler-Nordheim (FN) 场致电子发射公式^[11]

$$J_{\text{FN}} = \frac{AE_s^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{B\phi^{3/2}\theta(y)}{E_s}\right), \quad (1)$$

其中, J_{FN} 是发射的电流密度, E_s 是阴极表面电场, ϕ 是阴极材料的逸出功, $t(y)$ 和 $\theta(y)$ 是 Nordheim 函数,它们都是 $y = (eE_s/4\pi\epsilon)^{1/2}/\phi$ 的函数. A 和 B 是两个经验参数.在数值模拟中,我们采用近似表达式^[12] $\theta(y) = 1 + 0.1107y^{1.33}$, $t(y) = 1 - y^{1.69}$.由海森伯不确定性原理给出的场致电子发射需要的最低电场阈值如下^[7]:

$$E = \frac{2\pi(2m\phi^3)^{1/2}}{he}, \quad (2)$$

式中, h 是普朗克常数, m 和 e 分别是电子的质量和电荷量,对金属钨而言,其逸出功为 4.52 eV,因此对应的电场发射阈值 $E \approx 5 \times 10^9$ V/m.

通过电子显微镜的观察发现,阴极表面存在大量不规则的微小突起,这种不规则的微小突起会使得阴极表面的电场比阴阳极间隙区之间的电场增强数十倍甚至上百倍之多.为了考虑这种电场增强效应,先定义一个电场增强因子 β ^[13],局部电场增强因子的一种最常见定义为 $\beta = E_s/E_0$,其中 E_s 和 E_0 分别为阴极表面的电场和二极管两极板之间的外加电场.

2.2 泊松方程及模拟模型

为分析发射出的电子对阴极表面电场的影响,采用一维 Particle-in-Cell (PIC) 静电模型^[14],描述电子空间电荷效应的泊松方程和电场表达式如下:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

$$E = -\nabla \varphi, \quad (4)$$

其中, φ 为电势, ρ 是电荷密度, ϵ_0 是自由空间的介电常数,泊松方程采用的边界条件为两极板的电势值,即 $\varphi_c = -V_0$ 和 $\varphi_a = 0$.

电子的运动则通过求解 Newton-Lorentz 运动方程得到

$$\frac{dx_i}{dt} = v_i, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (5)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{q_i E}{m_i}, \quad (6)$$

式中, x_i 和 v_i 分别是模拟粒子的位置和速度, q_i 和 m_i 分别是粒子的电荷量和静止质量.在模拟的

每一个时间步起始时刻,一定数量的电子将从阴极表面发射进入到模拟区域,每次发射的电子数量为 $dN_e = J_{FN} \cdot S \cdot dt/e$,其中 S 是阴极表面的面积,在我们的一维模拟中,发射的电流密度和阴极表面面积无关.在每一个时间步中,发射出电子之后,需要将电子电荷按照一定的权重插值分配到网格点上,在每一个网格点上求解泊松方程,然后计算出网格点上的电场,再将电场线性插值到电子位置,推进电子运动,完成一个时间步的模拟,模拟的基本流程见图 2.

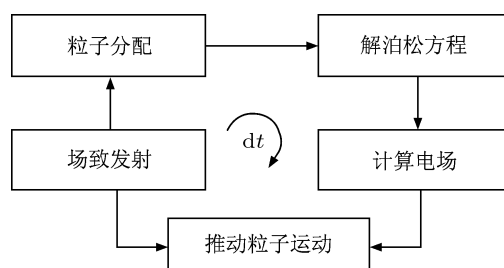


图 2 模拟的基本流程图

3 模拟结果及分析

利用上述模型,本文中二极管阴阳极距离选为 $d = 10 \mu\text{m}$,外加电压使得二极管间隙区初始的外加电场分别为 $-8 \times 10^8 \text{ V/m}$, $-9 \times 10^8 \text{ V/m}$ 和 $-10 \times 10^8 \text{ V/m}$,由于阴极表面的微小突起使得局部电场增强数十倍,参数 β 的具体值为 10, 15 和 20,模拟的时间步长为 $1 \times 10^{-16} \text{ s}$,每个模拟粒子中包含的真实电子数为 10^7 个.由于模拟持续的时间相对于高压脉冲持续时间几个 ns 而言很短,因此模型中近似采用直流高压.

3.1 模拟结果

图 3 是当外加电压 $V_0 = 10 \text{ kV}$,即外加电场为 $-10 \times 10^8 \text{ V/m}$,电场增强因子 $\beta = 10$ 的条件下得到的模拟结果.在模拟计算时,解泊松方程的过程中不涉及到电场增强因子 β ,将解泊松方程得到的阴极表面电场乘以 β 后代入 (1) 式中得到电子发射电流密度,且下文中记录的阴极表面电场随时间变化的情况均是泊松方程解出的阴极表面电场乘以 β 之后的电场值.图 3(a) 是模拟过程中阴

极表面的电场 E_s 随时间变化的图像,从图中可看出,阴极表面电场随时间不断振荡,且振荡幅度越来越弱,最终达到一个稳定值.从初始时刻开始,当二极管两极板之间加上强电压后,阴极表面立即产生很强的指向阴极表面的电场,在该强电场作用下,阴极表面依照场致发射定律 (1) 式发射电子,电子进入到二极管间隙区之后,由于其空间电荷效应,会对阴极表面的电场产生屏蔽削弱作用,导致阴极表面电场的强度开始下降,图 3(a) 反映为电场的绝对值降低,由于指向阴极表面电场的强度下降,会使得下一时刻发射电子数目减少,这个物理过程随时间不断进行,当阴极表面的电场强度下降达到接近 (2) 式描述的场致电子发射开启阈值 $-5 \times 10^9 \text{ V/m}$ 时,此时阴极表面发射的电子电流将会减小,甚至不发射,随着时间推移,电子逐渐运动远离阴极,间隙区的电子对阴极表面上电场的屏蔽作用降低,电场强度开始增大,从而阴极表面的电场会出现振荡行为,最终阴极表面电场将达到一个稳定的状态.

图 3(b) 是二极管间隙区电场分布图像,从图像上看,初始时刻阴阳极间隙区的电场处处相等,均为 $-1 \times 10^9 \text{ V/m}$,取中间某个时刻点,如当 $t = 2 \times 10^{-13} \text{ s}$ 时,以距离阴极表面约 $3.6 \mu\text{m}$ 的位置为分界点,靠近阴极的间隙区域中电场强度呈非线性下降分布,远离阴极的那部分间隙区电场则整体上较初始时刻有所增强.对图 3(c) 中二极管间隙区电荷密度分布来看,在 $t = 2 \times 10^{-13} \text{ s}$ 时,发射出的电子最远刚好运动到距阴极表面约 $3.6 \mu\text{m}$ 的位置,位于 $0-3.6 \mu\text{m}$ 之间的电子使得靠近阴极表面的间隙区电场强度降低,远离阴极表面的电场强度增强.当 $t = 1.2 \times 10^{-12} \text{ s}$ 时,从图 3(a) 中看出,阴极表面电场已经基本进入稳定状态,图 3(b) 中的实线是 $t = 1.4 \times 10^{-12} \text{ s}$ 时刻对应的间隙区电场分布情况,从图 3(c) 中看出,当阴极表面电场达到稳定状态时,二极管间隙区的电荷主要集中在阴极表面附近,因此阴极表面附近的电场变化最剧烈,越远离阴极表面,电场变化越趋于平缓.

从图 3(b) 的 $t = 1.4 \times 10^{-12} \text{ s}$ 时刻可知,阴极表面电场达到稳定状态之后,二极管间隙区的电场呈现抛物线分布,说明二极管已经进入空间电荷限制流的状态,这个状态和 Child-Langmuir 空间电荷限

制定律的规律是相符的.

图 3(d) 是不同时刻阴阳极间隙区电势的分布情况. 从图中看出, 初始时刻没有发射电子时, 二极管间隙区没有电子空间电荷存在, 间隙区电势变化与阴极到阳极间的距离成线性关系. 当发射的电子进入二极管间隙后, 间隙区所有位置的电势均有所降低, 当愈来愈多的电子进入间隙区时, 间隙区的

电势被降低得更多, 而当最早发射的电子运动达到阳极被吸收或者引出间隙区之后, 间隙区的电势又会有所回升, 最终间隙区电势将达到一个稳定状态, 如图 3(d) 的实线所示. 从图 3(d) 中还可以看出, $t = 8 \times 10^{-13}$ s 和 $t = 1.4 \times 10^{-12}$ s 两个时刻的电势分布曲线基本重合, 说明 $t = 8 \times 10^{-13}$ s 时刻的电势分布已接近稳定状态分布.

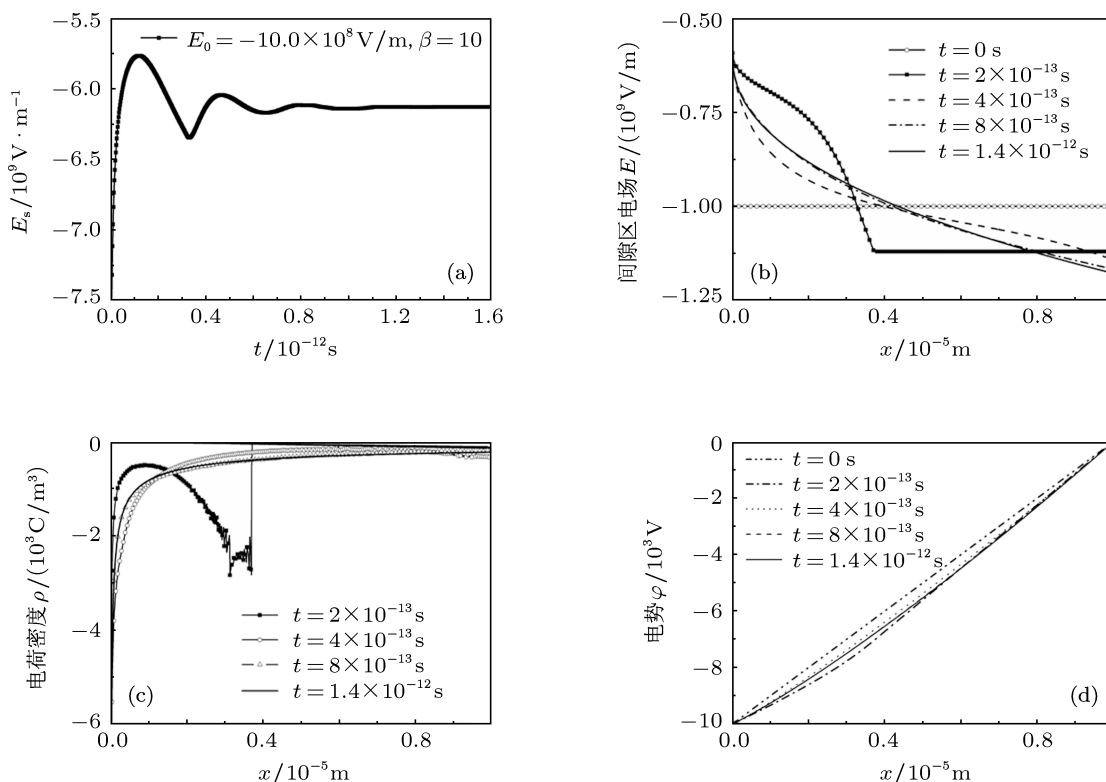


图 3 当 $E_0 = -10 \times 10^8$ V/m, $\beta = 10$ 时的模拟结果 (a) 阴极表面电场随时间的变化; (b) 不同时刻二极管间隙区电场分布; (c) 不同时刻电荷密度分布; (d) 不同时刻电势分布

3.2 电场增强系数的影响

图 4 是当外加电场为 -8×10^8 V/m 时, 不同电场增强系数下阴极表面电场随时间的变化图像. 由图 4(a) 可看出, 在同样的外加电场条件下, 阴极表面电场增强系数越大, 初始阶段阴极表面电场变化越激烈, 当 $\beta = 20$ 时, 由图中可看出阴极表面电场出现了翻转, 即阴极表面的值由初始时刻的负值变成了正值, 这是因为在相同时间步长条件下, 电场增强系数越大, 初始时刻发射电子越多, 从而发射出的电子对阴极表面电场的屏蔽作用越强. 由图 4(b) 可看出, 由于电场增强系数不同, 阴极表面的电场最终达到稳定状态的值也不同, 电场增强

系数越大, 阴极表面电场最终达到的稳态的绝对值越大, $\beta = 20$ 与 $\beta = 10$ 对应的稳态电场值相差约 0.32×10^9 V/m.

图 5(a) 和 (b) 分别是外加电场 $E_0 = -9 \times 10^8$ V/m 和 $E_0 = -10 \times 10^8$ V/m, 不同电场增强系数情况得到的阴极表面电场随时间的变化曲线. 由图中可看出, 阴极表面电场和图 4(b) 中一样呈现振荡达到稳态的规律. 从图 5(a) 和 (b) 中还可以看出, 当外加电场 $E_0 = -9 \times 10^8$ V/m 时, $\beta = 20$ 与 $\beta = 10$ 对应的稳态电场值相差约 0.25×10^9 V/m, 而当外加电场 $E_0 = -10 \times 10^8$ V/m 时, 两者对应的稳态电场值相差约 0.21×10^9 V/m, 即当外加电场较大时, 电场增强系数的变化对阴极表面最终的稳态电场值

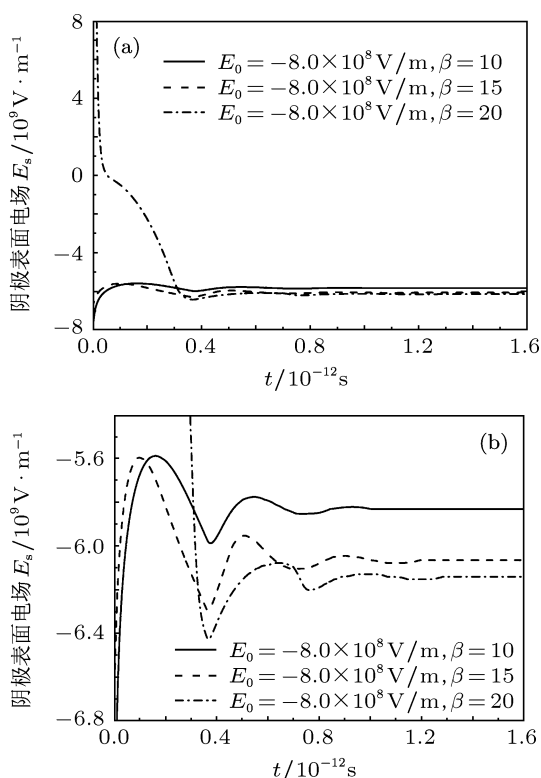


图4 在 β 取不同值时电场随时间的变化曲线

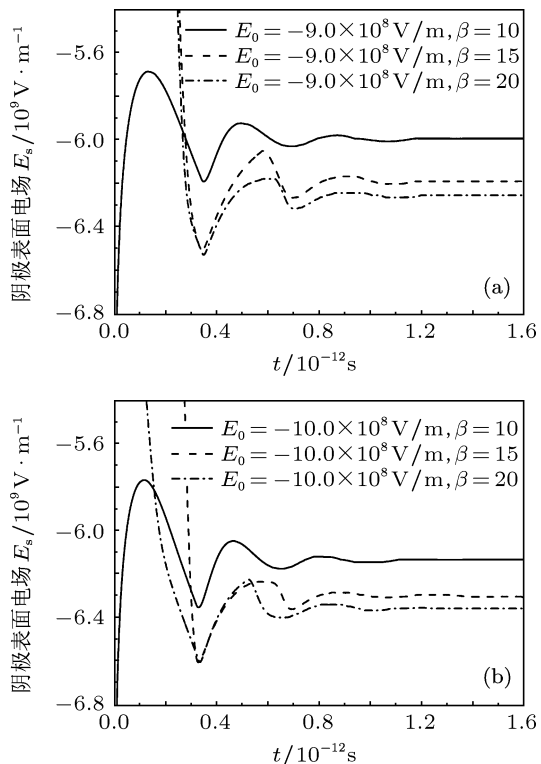


图5 当 (a) $E_0 = -9 \times 10^8$ V/m 和 (b) $E_0 = -10 \times 10^8$ V/m, 不同 β 下阴极表面电场随时间的变化

的影响要小, 这主要是因为当外加电场较大时, 起始一段时间内发射进入二极管区的电子数目要比

外加电场较小时更大, 因而电子空间电荷对阴极表面电场的影响更明显.

3.3 外加电场的影响

图6是电场增强系数 $\beta = 10$ 时, 不同外加电场条件下阴极表面电场随时间变化的曲线, 从图中可以看出, 当电场增强系数一定时, 外加电场越强, 阴极表面电场最终达到的稳态时的强度越大, 并且从电场振荡开始达到稳定状态所需要的时间也越短. 从(1)式中可看出, 电场强度越强, 发射的电流密度也越大, 电流密度随时间变化情况和阴极表面电场随时间的变化情况是一致的, 当阴极表面电场强度下降到快接近场致发射阈值时, 电流发射密度会较小. 一方面, 不同外加电场条件下阴极表面电场随时间的变化规律会受到场致发射电流密度的影响, 另一方面, 阴极表面的实际电场的强弱又完全决定着阴极表面发射电流密度的大小, 两者之间是一个自洽反馈平衡的状态.

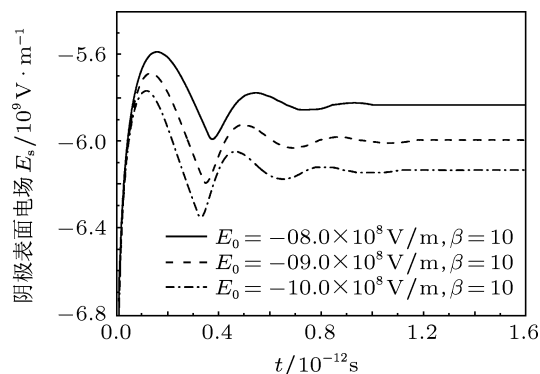


图6 电场增强系数 $\beta = 10$, 不同外加电压下阴极表面电场随时间变化的比较

4 结论

本文采用一维 PIC 静电模型, 自洽模拟得到了爆炸电子发射初期阴极表面电场随时间变化情况, 并选取了不同的外加电场参数和阴极表面电场增强系数进行研究. 模拟结果表明, 在爆炸电子发射初期, 由于阴极表面的场致电子发射, 电子进入到二极管阴阳极间隙后会对阴极表面的实际电场产生影响, 阴极表面的实际电场随着时间的推移呈现振荡状态, 且振荡幅度越来越弱, 最终经过约 0.001 ns 之后达到稳定状态.

阴极表面的电场是一个十分关键的物理量,它决定着阴极表面发射电流的强度,同时发射出的电子电流又会反过来影响阴极表面电场的状态.外加电场强度越大,阴极表面电场最终达到稳态时的强度越大;阴极表面电场增强系数越大,阴极表面电场最终达到稳态时的强度越大.由于爆炸电子发射的阴极物理过程十分复杂,且发射出电子的空间电

荷效应对阴极表面电场产生非线性影响,本文的模拟得到了爆炸电子发射初期阴极表面实际电场物理规律,将有助于更好地认识爆炸电子发射的机理.

感谢西北核技术研究所段耀勇研究员、蔡利兵硕士以及王玥博士的讨论.

- [1] Barker R J, Schamiloglu E 2005 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) p277–312 (in Chinese) [Barker R J, Schamiloglu E 2005 高功率微波源与技术 (北京: 清华大学出版社) 第 277—312 页]
- [2] Liao Q L, Zhang Y, Huang Y H, Qi J J, Gao Z J, Xia L S, Zhang H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1778 (in Chinese) [廖庆亮, 张跃, 黄运华, 齐俊杰, 高战军, 夏连胜, 张篁 2008 物理学报 **57** 1778]
- [3] Child C D 1911 *Phys. Rev.* **32** 492
- [4] Langmuir I 1913 *Phys. Rev.* **2** 450
- [5] Goplen B, Ludeking L, Smithe D, Warren G 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 54
- [6] Feng Y, Verboncoeur J P 2006 *Phys. of Plasmas* **13** 073105
- [7] Mesyats G A 1998 *Explosive Electrons Emission* (Ekaterinburg: URO-Press) p1–49
- [8] Cai L B, Wang J G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025217 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国 2011 物理学报 **60** 025217]
- [9] Shi Y, Guo C B, Huang J K, Fan D 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 048102 (in Chinese) [石玕, 郭朝博, 黄健康, 樊丁 2011 物理学报 **60** 048102]
- [10] Wang L D, Chen G D, Zhang J Q, Yang M, Wang Y J, An B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7852 (in Chinese) [王六定, 陈国栋, 张教强, 杨敏, 王益军, 安博 2009 物理学报 **58** 7852]
- [11] Fowler R H, Nordheim L 1928 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **119** 173
- [12] Jonge N D, Allioux M, Doytcheva M, Kaiser M 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1607
- [13] Schwettman H A, Turneaure J P, Waites R F 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 914
- [14] Birdsall C K, Langdon A B 1991 *Plasma Physics via Computer Simulation* (1st Ed.) (New York: IOP Publishing) p7–26, 443–446

Investigation of the cathode electric field at the initial stage of explosive electron emission*

Zuo Ying-Hong^{1)2)†} Wang Jian-Guo²⁾ Zhu Jin-Hui²⁾ Niu Sheng-Li²⁾ Fan Ru-Yu¹⁾²⁾

1) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

(Received 8 February 2012; revised manuscript received 28 February 2012)

Abstract

To investigate a complex physical phenomenon and its evolution law at the cathode surface at the initial stage of the explosive electron emission process in a high-power diode, in this paper we present a model of a planar vacuum diode with a field emission cathode. The model is one-dimensional and nonstationary. To study the space charge effect of the emitted electrons on the electric field at the cathode surface, Poisson's equation is solved numerically by using our developed code, and the time-dependences of the electric field at the cathode surface for different cases are obtained. The results show that the electric field at the cathode surface first oscillates and finally yields a steady state. The absolute value of the steady electric field at the cathode surface is higher for the higher field enhancement factor at a given applied electric field, and the applied electric field has the same effects on the steady value at a certain field enhancement factor. The electric field at the cathode surface completely determines the extracted field emission current density from the cathode, and at the same time, the electric field at the cathode surface is influenced by the emitting current density.

Keywords: field emission, space charge, electric field, cathode surface

PACS: 79.70.+q, 94.20.Ss, 52.59.Sa

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China.

† E-mail: zuoyinghong@tsinghua.org.cn