

## 杆箍缩二极管阳极杆粒子生成模型研究

屈俊夫<sup>1)2)</sup> 冯元伟<sup>1)</sup> 耿力东<sup>1)</sup> 李洪涛<sup>1)†</sup>

1) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 绵阳 621999)

(2022年6月8日收到; 2022年7月28日收到修改稿)

杆箍缩二极管的模拟工作是指导杆箍缩二极管性能改进的重要工具,为提升模拟的准确性,本文对阳极等离子体产生机制开展研究.采用 particle in cell 和蒙特卡洛的模拟计算方法,在杆箍缩二极管阳极离子发射模型的基础上,根据空间电荷双极性流特性,着重研究等离子体电子的作用,提出阳极等离子体模型.本文以目前的实验结果为基础,以数值计算为主要手段对新模型进行了详细的分析,并在杆箍缩二极管电流、杆箍缩二极管阴阳极间隙电场分布、电子能谱、电子入射阳极杆的运动状态、X射线剂量及成像焦斑计算等方面与阳极离子发射模型进行详细对比.研究表明,新模型计算结果更接近实验测量结果,描述杆箍缩二极管物理过程不能忽视阳极等离子体电子的作用.

**关键词:** 杆箍缩二极管, 闪光照相, 蒙特卡洛, PIC 模拟

**PACS:** 52.59.Mv, 52.65.Rr, 02.70.Uu, 87.59.-e

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221136

## 1 引言

闪光照相技术常用于爆轰物理实验以及无损检测领域<sup>[1-3]</sup>,其中X射线二极管是闪光照相设备的重要组成部分,其作用是将前级电源储存的电能通过轫致辐射效应转换为X射线<sup>[4]</sup>.杆箍缩二极管是1—4 MV范围内<sup>[5]</sup>,最常使用的X射线二极管之一,其具有焦斑小成像分辨率高的特点.近二十年以来,杆箍缩二极管的相关研究不断,特别是近几年,研究者们注意到阳极离子对杆箍缩二极管的箍缩过程能起到至关重要的作用<sup>[6-8]</sup>,且基于对阳极离子的研究,开发出预填充杆箍缩二极管等新型X射线二极管结构<sup>[9-13]</sup>.阳极离子来源于阳极等离子体,与阳极等离子体离子同时产生的还有阳极等离子体电子,在杆箍缩二极管阴阳极间隙的双极流建立以前,这部分电子主要被阳极吸收;但在双极流形成后,由于阳极表面电场归零,等离子体

电子会累积在阳极表面附近,并不会被吸收<sup>[14]</sup>.鉴于杆箍缩二极管阴阳极间隙在早期阶段就实现双极流建立,有必要对阳极等离子体电子开展研究.本文通过建立考虑阳极等离子体电子仿真模型开展计算研究工作,并将计算结果与不考虑阳极等离子体电子的仿真结果进行对比,推导出阳极等离子体电子的作用,给出新的物理图像.并将仿真结果与实验结果进行对比,进一步验证仿真模型的正确性.

## 2 阳极等离子体仿真模型

## 2.1 阳极等离子体形成过程概述

随二极管电压加载过程,阴极表面场强达到电子爆炸发射阈值,阴极电子发射,并在阴阳极电场的作用下轰击阳极杆.阳极杆受热使得阳极表面吸附气体脱吸附,电子进一步电离这部分气体,产生等离子体;更进一步,阳极杆进一步受热使得阳极

† 通信作者. E-mail: zj680525@21cn.com

材料蒸发形成金属蒸汽. 在本工作中, 阳极采用高熔点高沸点的金属钨, 且钨离子的相对质量较大, 在阴阳极电磁场中运动速度相对缓慢; 因此主要考虑吸附气体电离产生等离子体的过程, 且电离后的主要成分为电子和氢离子. 阳极等离子体形成初期, 单位时间内形成的离子达不到离子空间电荷限制流所需数目, 此时等离子体中的离子将在电场的作用下向阴极加速运动, 而电子将被阳极吸收, 此时描述二极管间隙的一维泊松方程为<sup>[15,16]</sup>

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = \frac{1}{\varepsilon_0} (n_e - n_i), \quad (1)$$

其中  $r$  为径向坐标;  $\varepsilon_0$  为真空介电常数;  $\varphi$  为阴阳极间隙内电位; 电子密度  $n_e$ 、离子密度  $n_i$  的表达式分别为

$$n_e = j_e / (ev_e), \quad (2)$$

$$n_i = j_i / (ev_i), \quad (3)$$

其中  $j_e$  为电子电流密度;  $j_i$  为离子电流密度;  $v_e$  为电子速度;  $v_i$  为离子速度;  $e$  为电子电量.

随着加载电压的进一步升高, 阴极电子的电离能力提高, 使单位时间内形成的离子数目大于离子空间电荷限制流所需数目, 此时在离子空间电荷作用下, 阳极表面电场为零. 此时, (1) 式的边界条件为

$$\phi(0) = \frac{d\phi}{dr}(0) = \frac{d\phi}{dr}(D) = 0, \quad \phi(D) = V. \quad (4)$$

令

$$a = \frac{j_i}{j_e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (5)$$

此时泊松方程为

$$\varepsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dr^2} = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} j_e \left( \frac{1}{\sqrt{\phi}} - \frac{a}{\sqrt{(V-\phi)}} \right), \quad (6)$$

其中  $m_i$  为离子质量;  $m_e$  为电子质量.

结合 Child-Langmuir 定律得到的电流密度  $j_0 = (4\varepsilon_0/9)(2e/m_e)^{1/2} V^{3/2} D^{-2}$ , 为进一步简化计算, 令  $\Phi = \varphi/V$ ,  $x = r/D$ :

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{4 j_e}{9 j_0} \left( \frac{1}{\sqrt{\Phi}} - \frac{a}{\sqrt{1-\Phi}} \right). \quad (7)$$

对 (7) 式进行积分根据 (4) 式确定积分常数, 再开方整理后积分可得

$$j_e = \frac{9 j_0}{16} \left( \int_0^1 d\Phi \left\{ \Phi^{\frac{1}{2}} - a[1+(1-\Phi)^{\frac{1}{2}}] \right\}^{-\frac{1}{2}} \right)^2. \quad (8)$$

由 (5) 式可得

$$j_i = a \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{9 j_0}{16} \left( \int_0^1 d\Phi \left\{ \Phi^{\frac{1}{2}} - a[1+(1-\Phi)^{\frac{1}{2}}] \right\}^{-\frac{1}{2}} \right)^2. \quad (9)$$

当  $a = 0$  时, 离子电流密度为 0, 电子电流密度等于 Child-Langmuir 定律所确定的电流密度. 随  $a$  增加, 离子电流密度与电子电流密度增大. 当  $a = 1$  时,  $j_i = 1.86(m_e/m_i)^{1/2} j_0$ ,  $j_e = 1.86 j_0$ , 即当阳极等离子体环境完全建立时, 此时二极管环境采用空间电荷双极性流模型描述, 离子和电子将在阳极表面积形成阳极等离子体环境. 积累在阳极表面的电子在杆箍缩二极管后续的工作阶段中可能受电磁场的作用参与到电子箍缩过程当中, 为研究该类电子在箍缩甚至轫致辐射过程中的作用, 在 PIC 模拟中将此类电子加入杆箍缩二极管仿真模型进行计算.

## 2.2 杆箍缩二极管粒子发射模型

在杆箍缩二极管的仿真历程中, 主要有以下三种粒子发射模型:

1) 仅包含阴极电子爆炸发射的模型: 使用该模型进行模拟, 杆箍缩二极管阴极电子仅能进入弱箍缩状态而无法进入磁绝缘箍缩状态, 如图 1(a)

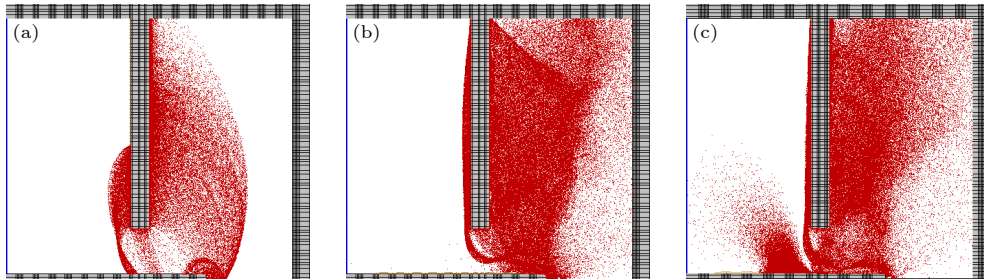


图 1 电子相空间分布 (a) 阴极电子爆炸发射的模型; (b) 阴极电子-阳极离子发射模型; (c) 阴极电子-阳极等离子体模型

Fig. 1. Spatial distribution of electron phase: (a) Model of cathode electron explosion emission; (b) Cathode electron anode ion emission model; (c) Cathode electron anode plasma model.

所示, 该模型所展示的物理图像说明实现电子箍缩的物理过程仅靠阴阳极电场和阴极电子是不够的. 该模型推动了阴极电子-阳极离子发射模型的发展.

2) 阴极电子-阳极离子发射模型: 该模型是目前最常用的, 其主要特点是忽略阳极等离子体中的电子; 同时阴极电子发射通常设置为 150 kV/cm 的爆炸发射, 将阳极杆当作离子源, 将离子发射设置为 400 °C (或 400 K) 的热发射模型<sup>[17]</sup>. 该模型中, 阴极电子随加载电压波形, 能依次呈现空间限制流、弱箍缩、自磁绝缘强箍缩三种关键的物理状态, 且能够对实验结果进行趋势预测, 如图 1(b) 所示, 存在的缺点是计算得到的电流、剂量值偏小, 焦斑直径偏大<sup>[18]</sup>.

3) 阴极电子-阳极等离子体模型: 该模型为本文主要研究的发射模型, 在 2) 的基础上, 考虑阳极等离子体中电子的累积作用; 如图 1(c) 所示, 阳极等离子体完全建立后, 相比图 1(b) 阳极等离子体中的电子在阳极附近累积, 改变阴阳极间隙的电磁场, 且部分电子在场的的作用下, 同阴极电子轰击阳极产生 X 射线. 根据 2.1 所述, 对杆箍缩二极管而言, 阳极等离子体完全建立时, 杆箍缩二极管还处于早期的工作阶段, 因此有必要研究阳极表面电子对杆箍缩二极管后续工作状态的影响.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 概述

为验证 1—4 MV 电压加载等级下阳极等离子体电子的作用, 在 1 MV 实验平台<sup>[19]</sup>和鹰眼一号 (2—4 MV)<sup>[20]</sup>分别进行了二极管加载电压 1, 2, 3, 4 MV 杆箍缩二极管实验, 测量对应发次二极管电压与电流波形以及 1 m 处辐射剂量. 研究流程图如图 2

所示, 首先, 使用 CHIPIC 软件<sup>[21]</sup>进行 PIC 模拟, 将实验测得的电压波形作为 PIC 模型的输入, 使用阴极电子-阳极离子发射模型与阴极电子-阳极等离子体模型分别对相应发次进行模拟, 获取模拟二极管电流波形以及轰击阳极杆电子相空间文件; 分析相空间文件, 比较两种计算模型下, 轰击阳极杆电子的状态特点; 最后将相空间文件作为蒙特卡洛模拟软件<sup>[22–25]</sup>的输入, 计算各模拟发次的 1 m 处剂量以及对发次的剂量径向分布. 最后将模拟得到的结果与实验结果进行比较, 对比两种仿真模型的优劣.

#### 3.2 实验结果

本工作中阳极杆的直径均为 1.5 mm, 阴极盘内径  $r_c$  和阳极杆伸出长度  $L$  等具体结构信息如表 1 所列. 值得注意的是, 除了 1—6 发实验采用 1 MV 实验系统完成, 其余所有实验发次的实验在“鹰眼一号”完成. 其中, 剂量由热释光剂量片测得; 电压、电流测量结果由分别由 D-dot, B-dot 探头获得, 1—6 发实验所使用 1 MV 实验系统的 D-dot, B-dot 探头位置分别位于图 3(a) 的 A, B 点, “鹰眼一号”的 B-dot 探头与 D-dot 探头的位置均位于 A 点; 实验中所有探头均以杆箍缩二极管所在位置的直接测试信号为基准进行标定. 表 1 中列出了二极管的峰值电压与峰值电流, 其完整的电压波形被记录在 csv 文件中作为 PIC 仿真模型的输入.

表 1 杆箍缩二极管 1—4 MV 实验结果  
Table 1. Results of Rod-pinch diode 1–4 MV experiment.

发次/No.	电压/MV	电流/kA	剂量/rad	$r_c$ /mm	$L$ /mm
1—6	1.42	57.00	1.23	6.00	10.00
4—54	2.06	58.80	3.60	7.00	10.00
4—62	3.13	73.70	9.50	9.00	10.00
4—81	4.10	98.50	16.60	9.00	16.00

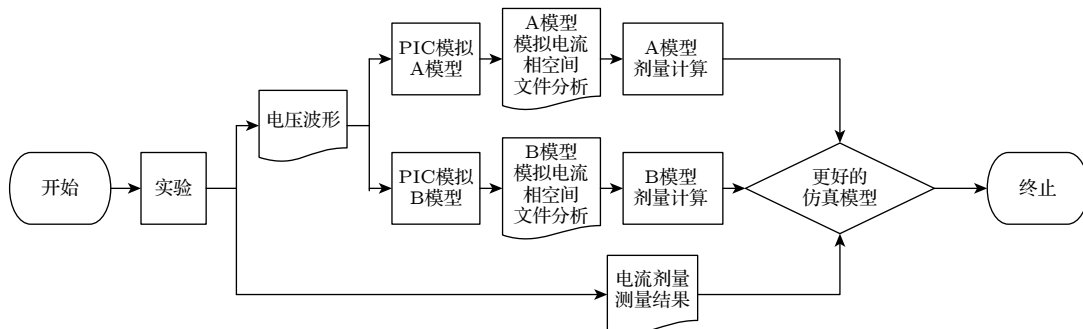


图 2 研究流程图

Fig. 2. Research flow chart.

### 3.3 PIC 模拟

PIC 模拟采用 CHIPIC 软件进行计算, 每发次建模按照表 1 所列的杆箍缩二极管结构进行建模, 输入的变量为各发次实验 D-dot 探头所测电压波形, 在此不考虑电压反射波的原因其一是在 X 光机设计过程中已经充分考虑脉冲形成系统与负载二极管的阻抗匹配, 其二是依据 1 MV 装置的 D-dot 标定波形与标准探头直接测量结果相比, 如图 3(b) 可见反射波幅度较小, 所测电压波形与实际前向波基本一致. 为了研究阳极等离子体中电子的作用, 每发次将分别使用阴极电子-阳极离子发射模型 (A 模型) 与阴极电子-阳极等离子体模型 (B 模型) 各进行一次计算, 模拟结果如表 2 所列.

从模拟结果上看, B 模型结果相比 A 模型更接近实验测量结果. 模拟结果中, A, B 模型的杆箍缩二极管电流明显差异说明等离子体电子会对仿真环境的电磁场产生明显影响, 为研究该问题以 4—54 为例, 在加载电压波形的第 50 ns 对阴阳极间隙的电子分布以及电磁场分布进行计算.

通过对比 A, B 模型的物理量分布, 主要能得出四点结论: 1) 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, A, B 模型的电子分布不同, B 模型的阴阳极间隙上位面仍有大量的电子积累在阳极杆表面; 2) 如图 4(c) 和图 4(d) 所示, B 模型越靠近阳极杆的位置  $B_{phi}$  的

变化梯度更大, 受径向电场作用的电子更容易向轴向偏转; 3) 如图 4(e) 和图 4(f) 所示, B 模型在阳极杆尖的径向电场  $E_r$  更强, 电子更容易获得能量; 4) 如图 4(g) 和图 4(h) 所示, B 模型在阴阳极间隙的轴向电场  $E_z$  更强, 因此 B 模型对从阴极上游面箍缩至阳极杆的电子约束能力更强, 使电子更容易箍缩到阳极杆端面. 综上所述, A, B 模型对杆箍缩二极管阴阳极间隙电磁场所造成的差异是十分明显的, 有必要进一步研究阳极等离子体中电子的作用, 为此将分析 PIC 模拟中得到的相空间文件, 即两种仿真模型中轰击阳极杆电子状态的区别.

### 3.4 相空间文件分析

根据实验与 PIC 模拟结果, 等离子体电子最直观的作用是提升了杆箍缩二极管电流大小, 同时通过观察 PIC 模拟获得的电子相空间分布, 如图 1(b) 和图 1(c), 电子的运动状态及分布也发生了明显的变化. 因此对电子相空间文件的分析主要围绕入射电子能谱、入射角度以及电子的位置分布展开.

以上四算例获得的阳极杆电子入射能谱如图 5 所示, 出现以上现象的主要原因是: 1) 由于等离子体模型出现电子积累在阳极周围的情况, 因此相较于离子发射模型, 明显有更多的低能电子轰击在阳

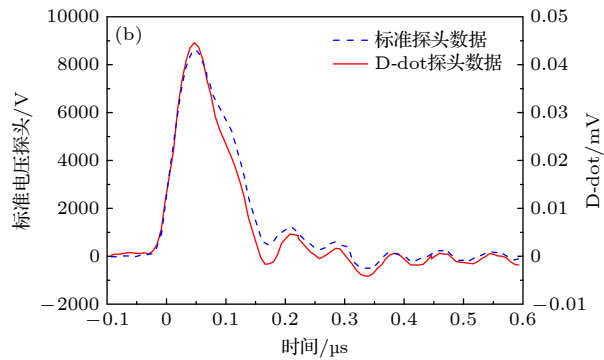
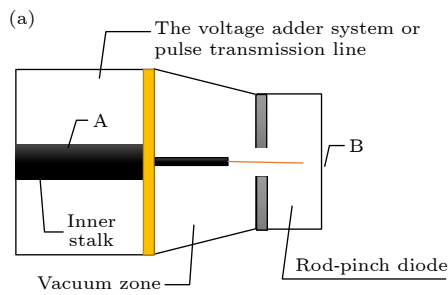


图 3 杆箍缩二极管电压、电流位置示意图 (a) 与 D-dot 探头标定结果 (b)

Fig. 3. Schematic diagram of D-dot, B-dot position of Rod-pinch diode (a) and D-dot calibration results (b).

表 2 杆箍缩二极管电流实验与模拟结果

Table 2. Experimental and simulation results of rod-pinch diode current.

发次/No.	实验测量电流/kA	A模型模拟电流/kA	A模型电流百分差/%	B模型模拟电流/kA	B模型电流百分差/%
1—6	57.00	36.30	36.32	54.80	3.86
4—54	58.80	47.80	18.71	63.89	8.66
4—62	73.70	63.50	13.84	83.60	13.43
4—81	98.50	84.00	14.72	104.60	6.19

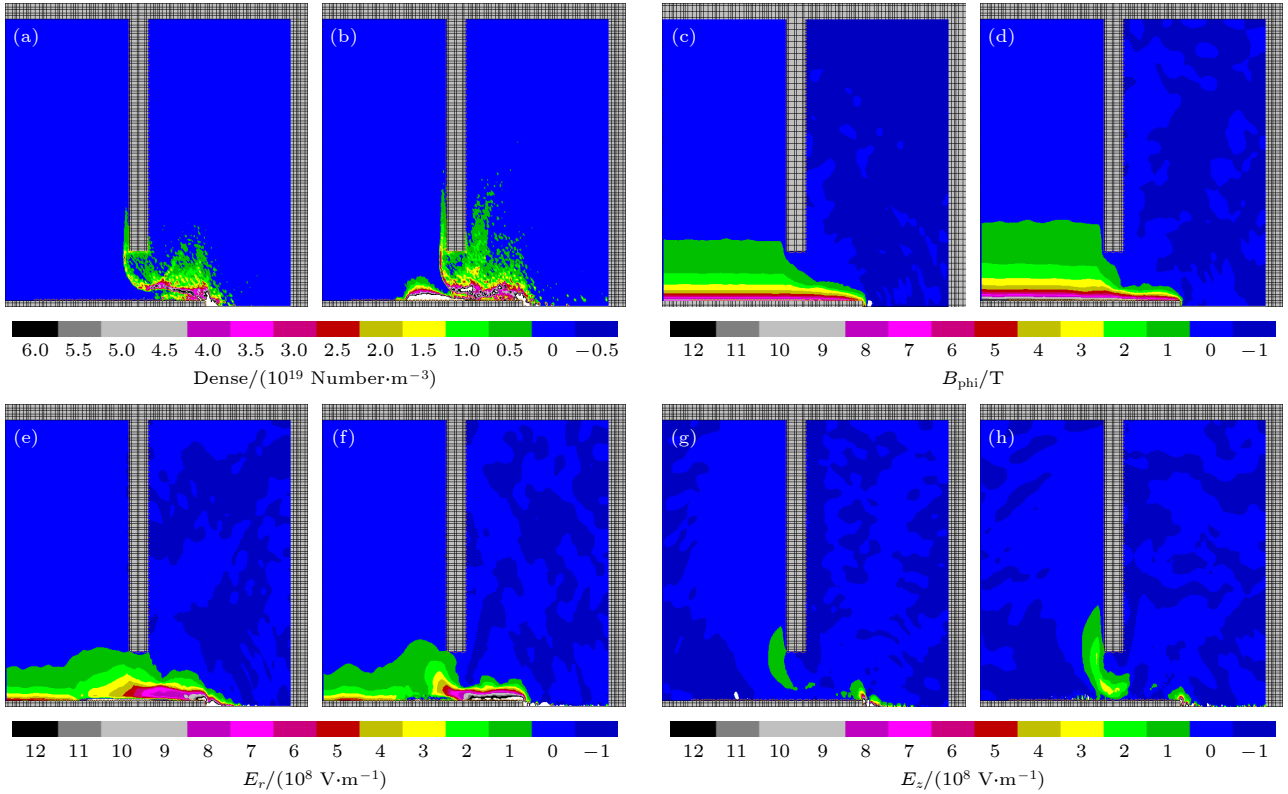


图 4 4—54 发实验在 50 ns 各物理量空间分布图 (a) A 模型电子空间分布; (b) B 模型电子空间分布; (c) A 模型  $B_{\text{phi}}$  空间分布; (d) B 模型  $B_{\text{phi}}$  空间分布; (e) A 模型  $E_r$  空间分布; (f) B 模型  $E_r$  空间分布; (g) A 模型  $E_z$  空间分布; (h) B 模型  $E_z$  空间分布 (图中白色部分为超量程值)

Fig. 4. 4—54 Experiments in 50 ns each physical quantity spatial distribution diagram: (a) A model electronic spatial distribution; (b) B model electronic spatial distribution; (c) A model  $B_{\text{phi}}$  spatial distribution; (d) B model  $B_{\text{phi}}$  spatial distribution; (E) A model  $E_r$  spatial distribution; (f) B model  $E_r$  spatial distribution; (g) A model  $E_z$  spatial distribution; (H) B model  $E_z$  spatial distribution (The white part in the Figure is the over range value).

极杆上; 2) 根据电场分布计算结果图 4(f), 等离子体模型在阳极杆尖的电子密度更大, 径向电场更大、涉及的范围更广, 让更多的电子获得能量; 3) 阳极等离子体的产生, 减弱阴极附近的电荷效应, 使得阴极电流增大. 以上三个原因使等离子体模型几乎在整个能段电子数目均大于离子模型. 在邻近最大加载电压的能量段, 离子模型电子数目有接近或超越等离子体模型的趋势, 这主要受到功率源输出能量的影响 (模拟中两种模型的加载电压波形一致), 但总体来看等离子体模型中, 每个算例对输入能量的利用率更高一些.

除电子数目以及能量外, 另外影响前向辐射剂量的是电子与阳极材料作用时的运动状态. 简单来说, 该状态主要包含以下方面, 电子入射位置与电子入射角度. 首先对电子入射位置进行研究, 根据实验中杆箍缩二极管阳极伸出长度等实际情况, 将阳极杆杆尖“阳极杆伸出长度+2.5 cm”的长度范围

作为研究对象, 同时为了防止对成像无意义的低能电子对分布产生影响, 本次统计仅统计能量大于 0.08 MeV 的入射电子位置分布, 统计结果如图 6 所示.

如图 6, 四幅图中 2—2.5 cm 都是阴阳极间隙对应区域, 在等离子体模型中, 总有较大数目的电子轰击此处, 说明总是有等离子体电子累积在阴阳极间隙周围; 等离子体模型阳极杆尖 3—3.5 cm 和端面依靠更大的径向电场, 使得更多的电子入射, 且随加载电压变化, 这两部分之间的大小关系会发生变化, 这主要是  $E_r$  主导的电场力和  $B_{\text{phi}}$  主导的自磁场力互相竞争造成的结果.

同一位置, 电子的入射角度不同, 贡献的前向剂量也会存在明显差异. 为研究该问题, 对阳极杆侧面以及端面的电子入射角度进行了分析, 角度入射示意图与分析结果分别如图 7、图 8 和图 9 所示.

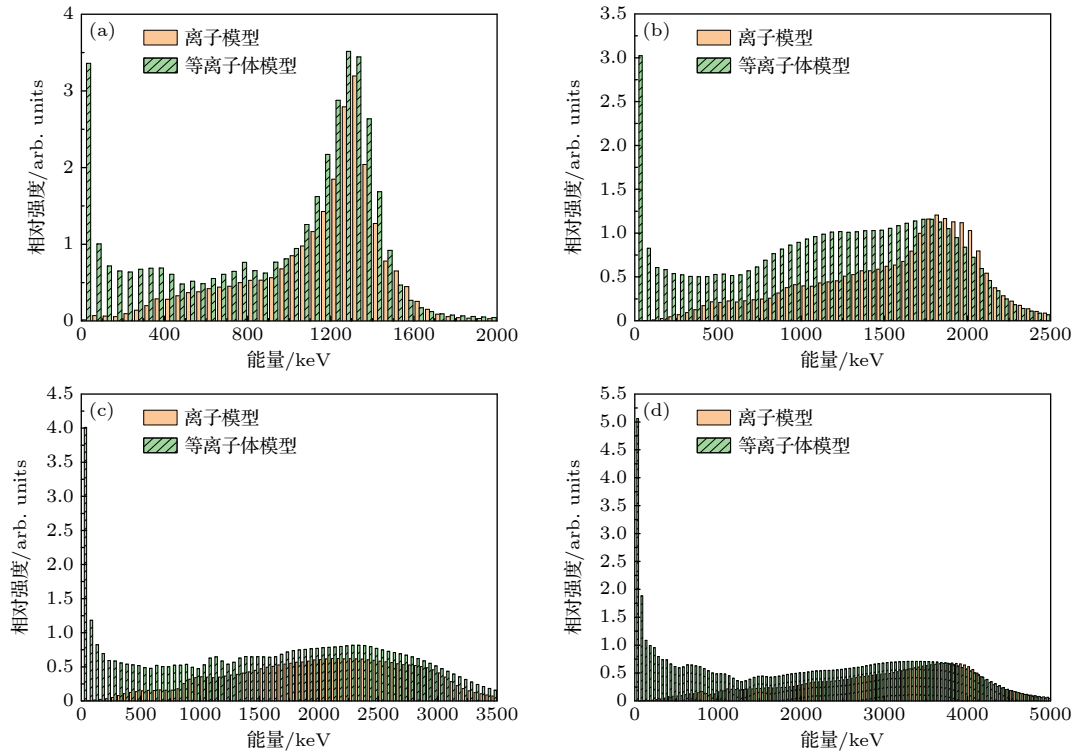


图 5 1—4 MV 杆箍缩二极管阳极入射电子能谱 (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV

Fig. 5. Incident electron spectrum of 1–4 MV rod-pinch diode anode: (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV.

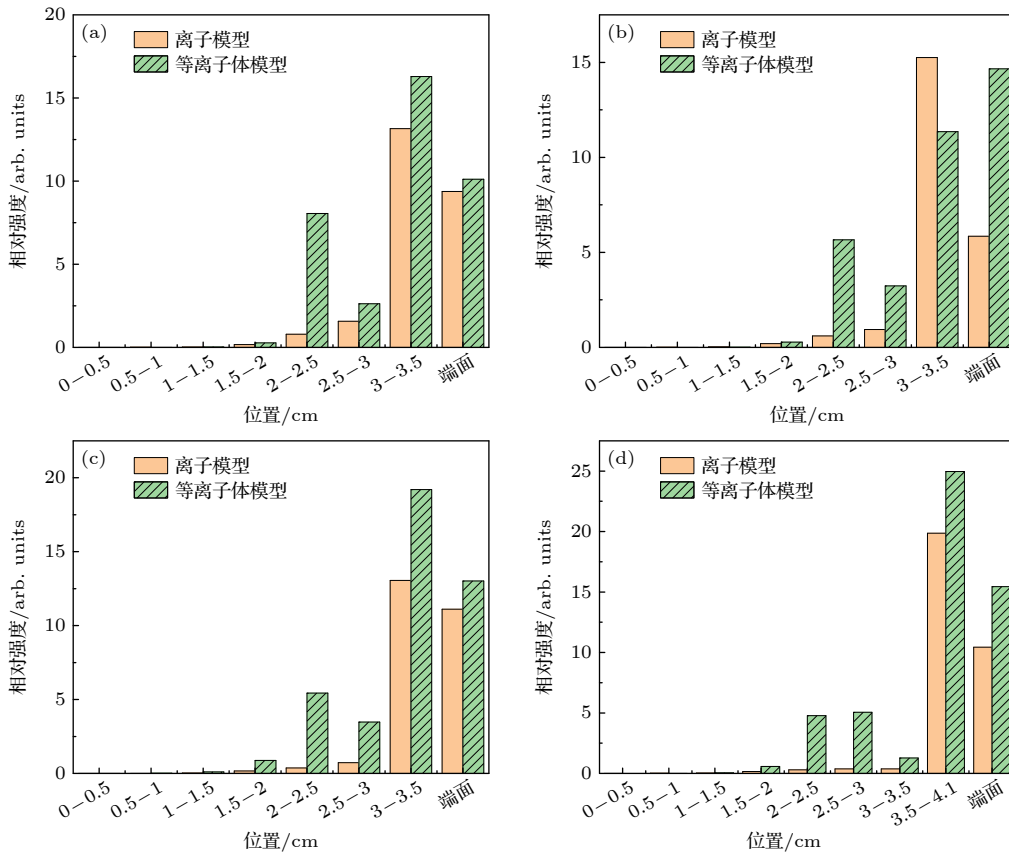


图 6 1—4 MV 杆箍缩二极管阳极入射电子位置 (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV

Fig. 6. 1–4 MV rod-pinch diode anode incident electron position: (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV.

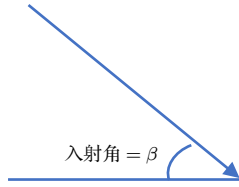


图 7 入射角示意图

Fig. 7. Schematic diagram of incident angle.

对比阳极杆侧面电子入射角度, 等离子体模型总体上比离子发射模型电子入射角度更小. 端面入射角度的规律性相比侧面入射角度较弱. 对离子模型而言, 加载电压在 1—2 MV 时, 电子端面入射角度分布较为均匀, 加载电压在 3 MV 下入射端面的电子数目猛增且入射角度有变大的趋势, 在加载电压为 4 MV 的时候, 受阳极杆伸缩长度变长的影响, 入射端面的电子数目回落, 且入射角度分布再次趋于平均. 对等离子体模型而言, 加载电压在 1 MV 时, 电子端面入射角度分布在  $120^{\circ}$ — $180^{\circ}$  较为均匀, 加载电压在 2 MV 下入射端面的电子数目猛增且入射角度有变大的趋势, 峰值为  $150^{\circ}$ —

$165^{\circ}$ , 在加载电压为 3 MV 的时候, 受阳极杆侧面入射电子大幅增长的影响, 入射端面的电子数目回落, 且入射角度分布再次趋于平均, 在加载电压为 4 MV 的时候, 端面入射电子略有增长, 入射角度中位数受阳极杆伸缩长度变长的影响略有下降. 综上所述, 电子的入射角度主要受杆箍缩二极管自身结构、电场强度、自磁场决定; 二极管结构固定时, 电场力主要影响电子的径向运动、自磁场力主要影响电子的轴向运动; 电场强度主要由加载电压决定, 自磁场主要由等离子体密度与带电粒子运动状态决定. 因此, 受多重因素影响, 随二极管加载电压的变化, 电子入射角分布没有明确的规律, 但总体趋势上, 等离子体模型电子侧面入射角度更小; 端面电子入射角度受加载电压、阳极杆伸缩长度等因素的影响, 规律更为复杂, 但从加载电压为 1—3 MV 的算例进行分析, 等离子体模型电子端面入射角度变化比离子发射模型对加载电压的变化更加敏感, 且电子入射角度分布同样受加载电压以及阴阳极间隙电磁场的影响. 加载电压为

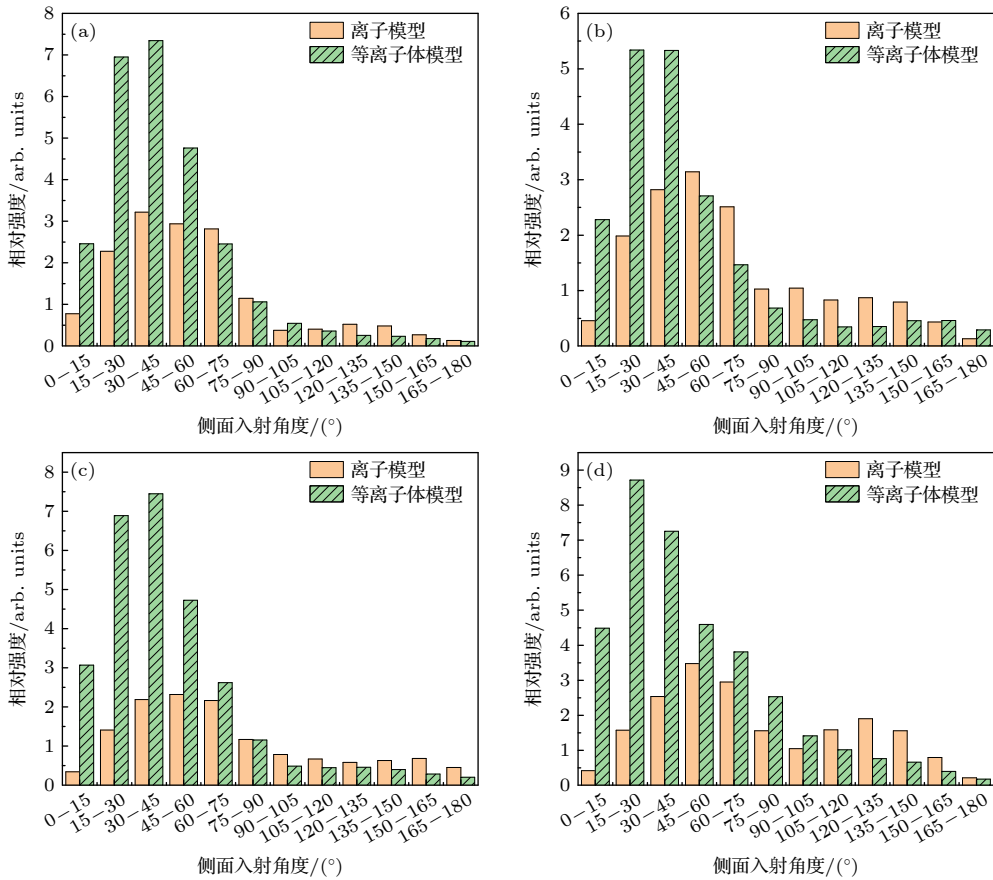


图 8 1—4 MV 杆箍缩二极管阳极侧面入射电子角度分布 (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV

Fig. 8. Angle distribution of incident electrons on the anode side of 1—4 MV rod pinch diode: (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV.

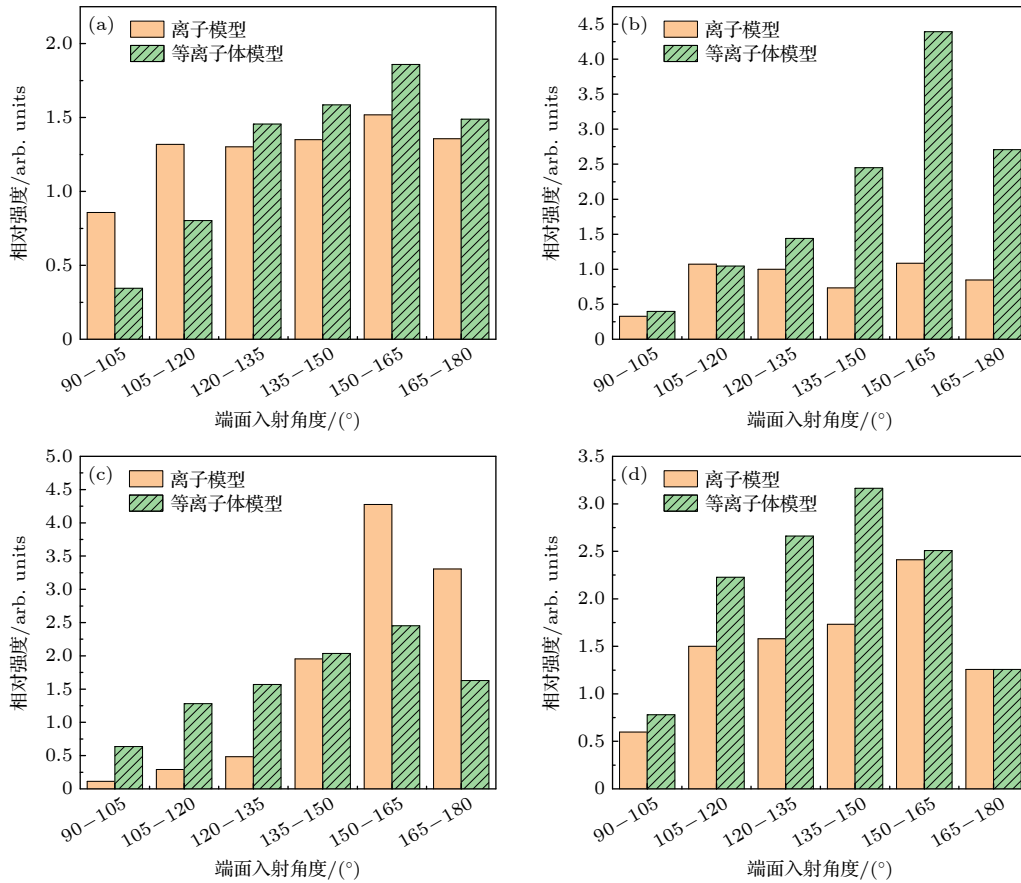


图 9 1—4 MV 杆箍缩二极管阳极端面入射电子角度分布 (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV

Fig. 9. Angle distribution of incident electrons on the anode end face of 1–4 MV rod pinch diode: (a) 1 MV; (b) 2 MV; (c) 3 MV; (d) 4 MV.

表 3 杆箍缩二极管 1 m 处剂量实验与模拟结果

Table 3. Experimental and simulation results of dose at 1 m of rod pinch diode.

发次/No.	实验测量剂量/Rad	A模型模拟剂量/Rad	A模型剂量百分差/%	B模型模拟剂量/Rad	B模型剂量百分差/%
1—6	1.23	0.86	29.83	1.25	1.63
4—54	3.60	3.36	6.67	3.76	4.44
4—62	9.50	5.41	43.09	8.73	8.11
4—81	16.60	13.12	20.96	17.18	3.49

4 MV 的算例表明, 改变阳极杆伸缩长度可能会对端面电子的入射角度产生影响, 值得在今后的工作中继续研究.

### 3.5 剂量及焦斑计算结果

通过上文研究, 等离子体模型与离子模型的阳极入射电子在能谱、入射角度等都存在明显差异, 这些差异必然会对两种模型的剂量表现产生明显的影响. 通过将相空间文件作为输入, 使用蒙特卡洛方法进行剂量计算, 对比两种模型的差异. 1 m 处剂量计算结果如表 3 所列.

剂量计算结果表明, 等离子体模型明显更接近实验结果, 说明等离子体电子的作用是在模

拟中考虑在内的. 但正确的剂量结果仍不能保证成像清晰度与实验结果相同, 因此为进一步验证等离子体模型的正确性, 利用蒙特卡洛方法对焦斑进行模拟计算, 焦斑计算示意图如图 10 所示.

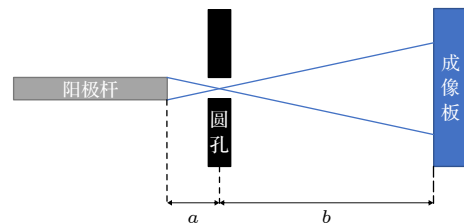


图 10 针孔成像法焦斑计算示意图

Fig. 10. Schematic diagram of focal spot calculation of pin-hole imaging method.

“鹰眼一号”在加载电压 4 MV 时, 利用圆柱刃边法所测得的焦斑大小约为 1.4 mm(阳极杆直径 1.5 mm)<sup>[20]</sup>. 由于圆柱刃边法与针孔法得到的 X 射线焦斑大小基本相同<sup>[26]</sup>, 在模拟计算中针孔法焦斑计算光路更加简洁, 仿真计算效率更高, 且无需考虑光路的准直, 圆孔直径、深度加工以及成像屏的空间分辨率等针孔法在实验过程中难以解决的问题, 因此数值仿真采用针孔法进行焦斑的模拟计算. 在模拟中成像放大比:

$$M = b/a = 2. \quad (10)$$

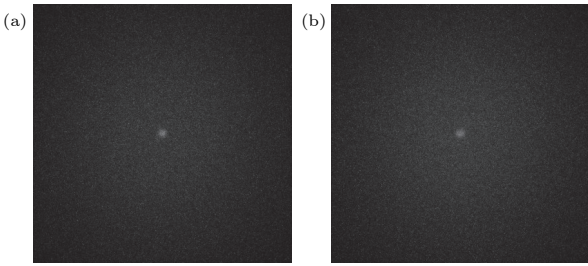


图 11 模型焦斑图像 (a) 等离子体模型焦斑图像; (b) 离子模型焦斑图像

Fig. 11. Model focal spot images: (a) Plasma model focal spot image; (b) Ion model focal spot image.

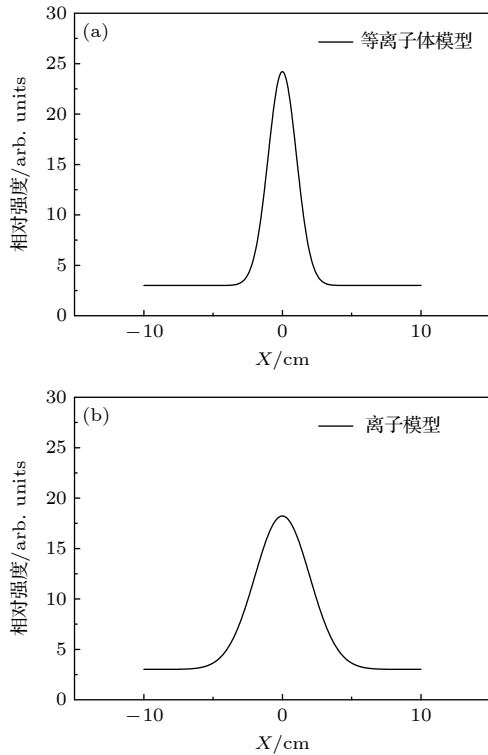


图 12 (a) 等离子体模型焦斑高斯拟合曲线; (b) 离子模型焦斑高斯拟合曲线

Fig. 12. (a) Gaussian fitting curve of plasma model; (b) Gaussian fitting curve of ion model.

利用光源图像分布的半高全宽计算光源尺寸, 即

$$FWHM_{源} = FWHM_{像}/M. \quad (11)$$

基于 4—81 进行了蒙特卡洛计算, 得到的模拟图像如图 11 所示对焦斑图像进行拟合得到的高斯曲线如图 12 所示.

根据高斯拟合曲线, 两种模型下焦斑的半高宽如表 4 所列:

表 4 焦斑计算结果  
Table 4. Focal spot calculation results.

模型	FWHM成像屏/mm	FWHM光源/mm
A模型	4.66 ± 0.38	2.33 ± 0.20
B模型	2.40 ± 0.16	1.20 ± 0.08

综上, 等离子体模型焦斑计算结果更接近实验测量结果, 同时也反映出不考虑等离子体电子的计算模型确实存在 X 射线相比实际情况角向分布更广, 造成模拟焦斑偏大、剂量偏小的特点. 等离子体模型计算获得焦斑偏小的主要原因是图像在进行高斯拟合时, 因为图像噪声抬高了图像本底, 使得 FWHM 值偏小; 图像处理的优化方式也将在今后的工作中进一步研究.

## 4 结 论

本文通过调研发现, 在先前模拟工作中的杆箍缩二极管模拟所得二极管峰值电流、剂量小于实验结果, 而辐射焦斑大于实验结果的情况<sup>[18]</sup>. 其中, 忽略阳极等离子体中电子, 将阳极杆视作单纯的离子发射源可能是模拟结果不准的主要原因. 因此, 本文提出阳极等离子体模型, 并采用模拟和实验相结合的手段, 通过杆箍缩二极管电流、杆箍缩二极管阴阳极间隙电磁场分布、电子能谱、电子入射阳极杆的运动状态、剂量及焦斑计算等方法详细对比了等离子体模型以及离子发射模型, 总结两个模型的特点; 通过实验与模拟结果的对比, 发现等离子体模型获得的计算结果更加接近实验测量结果, 证明提出等离子体模型考虑阳极表面电子的必要性. 综上所述, 阳极等离子体中的电子不仅会影响杆箍缩二极管电流以及辐射剂量, 还会对杆箍缩二极管辐射焦斑大小产生影响. 所以, 杆箍缩二极管的模拟需要将阳极等离子体作为整体参与计算.

## 参考文献

- [1] Liu J 2008 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [刘军 2008 博士学位论文 (北京: 中国工程物理研究院)]
- [2] Zhang S Y 1985 *Explos. Shock Waves* **5** 89 (in Chinese) [张寿云 1985 爆炸与冲击 **5** 89]
- [3] Duff R E, Knight H T 1956 *J. Chem. Phys.* **25** 1301
- [4] Geng L D, He Y, Yuan J Q, Wang M H, Cao L B, Xie W P 2018 *High Power Laser Part. Beams* **30** 115003 (in Chinese) [耿力东, 谢卫平, 袁建强, 王敏华, 曹龙博, 张思群, 赵小明, 何泮 2018 原子能科学技术 **52** 1512]
- [5] Comisso R J, Cooperstein G, Hinshelwood D D, Mosher D, Young F C 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 338
- [6] Chen L, Jiang W, Xie W P, Deng J J 2007 *High Power Laser Part. Beams* **19** 1747 (in Chinese) [陈林, 姜巍, 谢卫平, 邓建军 2007 强激光与粒子束 **19** 1747]
- [7] Gao Y, Qiu A C, Lü M, Yang H L, Zhang Z, Zhang P F 2010 *Nucl. Tech.* **33** 5 (in Chinese) [高屹, 邱爱慈, 吕敏, 杨海亮, 张众, 张鹏飞 2010 核技术 **33** 5]
- [8] Hinshelwood D D, Cooperstein G, Mosher D, Ottinger P F, Schumer J W, Stephanakis S J, Swanekamp S B, Weber B V, Young F C 2002 *Am. Inst. Phys. Conf. Proc.* **650** 203
- [9] Sun J F, Sun J, Qiu A C, Zhang P F, Yang H L, Li J Y, Yin J H, Hu Y, Jin L 2014 *High Power Laser Part. Beams* **26** 276 (in Chinese) [孙剑锋, 孙江, 邱爱慈, 张鹏飞, 杨海亮, 李静雅, 尹佳辉, 胡杨, 金亮 2014 强激光与粒子束 **26** 276]
- [10] Sun J, Sun J F, Yang H L, Zhang P F, Su Z F, Zhou J 2013 *Mod. Appl. Phys.* **1** 18 (in Chinese) [孙江, 孙剑锋, 杨海亮, 张鹏飞, 苏兆锋, 周军 2013 现代应用物理 **1** 18]
- [11] Weber B V, Allen R, Comisso R J, Cooperstein G, Hinshelwood D D, Mosher D, Murphy D P, Ottinger P F, Phipps D G, Schumer J W 2007 *IEEE 34th International Conference on Plasma Science (ICOPS)* Albuquerque, NM, USA, June 17–22, 2007 p440
- [12] Sorokin S A 2010 *Tech. Phys. Lett.* **36** 379
- [13] Weber B V, Cooperstein G, Hinshelwood D D, Mosher D, Schumer J W, Stephanakis S J, Strasburg S B, Swanekamp S B, Young F C 2002 *AIP Conf. Proc.* **650** 191
- [14] Xu Q F 2012 *Ph. D. Dissertation* (Chang Sha: National University of Defense Science and Technology) (in Chinese) [徐启福 2012 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [15] Poukey J W 1975 *Appl. Phys. Lett.* **26** 145
- [16] Geng L D, Xie W P, Yuan J Q, Wang M H, Cao L B, Fu J B, Zhao X M, He Y 2018 *High Power Laser Part. Beams* **30** 085003 (in Chinese) [耿力东, 谢卫平, 袁建强, 王敏华, 曹龙博, 付佳斌, 赵小明, 何泮 2018 强激光与粒子束 **30** 085003]
- [17] Miller C L, Welch D R, Rose D V, Oliver B V 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 2507
- [18] Wang Y, Li H T, Wang W D, Deng J J, Liu J F, Ma C G 2015 *High Power Laser Part. Beams* **27** 095005 (in Chinese) [王宇, 李洪涛, 王文斗, 邓建军, 刘金峰, 马成刚 2015 强激光与粒子束 **27** 095005]
- [19] Geng L D, Xie W P, Yuan J Q, Wang M H, Cao L B, Zhang S Q, Zhao X M, He Y 2018 *At. Energy Sci. Technol.* **52** 1512 (in Chinese) [耿力东, 谢卫平, 袁建强, 王敏华, 曹龙博, 张思群, 赵小明, 何泮 2018 原子能科学技术 **52** 1512]
- [20] Xie W, Xia M, Guo F, Geng L, Zhao Y, Xu L, Feng S, Zhou L, Wei B, He A, Yuan J, Chen L, Li H, Han W, Jiang J, Li F, Wang Z, Li Y, Kang J, Zhang Y, Wu W, Wang M, Zou W 2021 *Phys. Rev. Accel. Beams* **24** 110401
- [21] Zhou J, Liu D, Chen L, Li Z 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 2002
- [22] Perl J, Shin J, Schümann J, Faddegon B, Paganetti H 2012 *Med. Phys.* **39** 6818
- [23] Allison J, Amako K, Apostolakis J, Araujo H, Dubois P A, Asai M, Barrand G, Capra R, Chauvie S, Chytráček R 2006 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** 270
- [24] Allison J, Amako K, Apostolakis J, Arce P, Asai M, Aso T, Bagli E, Bagulya A, Banerjee S, Barrand G, Beck B R, Bogdanov A G, Brandt D, Brown J M C, Burkhardt H, Canal P, Cano-Ott D, Chauvie S, Cho K, Cirrone G A P, Cooperman G, Cortés-Giraldo M A, Cosmo G, Cuttone G, Depaola G, Desorgher L, Dong X, Dotti A, Elvira V D, Folger G, Francis Z, Galoyan A, Garnier L, Gayer M, Genser K L, Grichine V M, Guatelli S, Guèye P, Gumplinger P, Howard A S, Hrivnáčová I, Hwang S, Incerti S, Ivanchenko A, Ivanchenko V N, Jones F W, Jun S Y, Kaitaniemi P, Karakatsanis N, Karamitros M, Kelsey M, Kimura A, Koi T, Kurashige H, Lechner A, Lee S B, Longo F, Maire M, Mancusi D, Mantero A, Mendoza E, Morgan B, Murakami K, Nikitina T, Pandola L, Paprocki P, Perl J, Petrović I, Pia M G, Pokorski W, Quesada J M, Raine M, Reis M A, Ribon A, Ristić Fira A, Romano F, Russo G, Santin G, Sasaki T, Sawkey D, Shin J I, Strakovsky I I, Taborda A, Tanaka S, Tomé B, Toshito T, Tran H N, Truscott P R, Urban L, Uzhinsky V, Verbeke J M, Verderi M, Wendt B L, Wenzel H, Wright D H, Wright D M, Yamashita T, Yarba J, Yoshida H 2016 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **835** 186
- [25] Agostinelli S, Allison J, Amako K, Apostolakis J, Zschiesche D 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506** 250
- [26] Li C G 2015 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [李成刚 2015 博士学位论文 (北京: 中国工程物理研究院)]

# Study on particle generation model of anode in rod-pinch diode

Qu Jun-Fu<sup>1)2)</sup> Feng Yuan-Wei<sup>1)</sup> Geng Li-Dong<sup>1)</sup> Li Hong-Tao<sup>1)†</sup>

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

2) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China*)

( Received 8 June 2022; revised manuscript received 28 July 2022 )

## Abstract

Flash radiography technology is commonly used in detonation physics experiments and nondestructive testing, in which an X-ray diode is an integral part of flash radiography equipment. Its function is to convert the electric energy stored in the front power supply into X-rays through the bremsstrahlung effect. Rod-pinch diode is one of the most commonly used X-ray diodes in 1–4 MV. It has the characteristics of a small focal spot and high imaging resolution. The anode ions of the rod pinch diode come from the anode plasma, and the anode plasma electrons are generated at the same time as the anode plasma ions. Before the establishment of the bipolar current between the anode and cathode of the rod pinch diode, these electrons are mainly absorbed by the anode; however, after the formation of the bipolar current, due to the zero electric field on the anode surface, plasma electrons will accumulate near the anode surface and will not be absorbed. Given the theoretical derivation of bipolar current in the gap between anode and cathode of rod pinch diode in the early stage, it is necessary to study the electrons in anode plasma.

The simulation of the rod-pinch diode is an essential tool for improving the performance of the rod-pinch diode. To improve simulation accuracy, it is necessary to study the emission mechanism of cathode and anode particles and continuously optimize the simulation model. In this paper, PIC and Monte Carlo simulation are used. An anode plasma model is proposed in this work based on the anode ion emission model of the rod-pinch diode and the characteristics of space charge bipolar flow, that is, when the anode plasma environment is fully established, the electric field on the anode surface is zero, and ions and electrons will accumulate on the anode surface. The new model is analyzed in detail and compared with the anode ion emission model in rod-pinch diode current, electromagnetic field distribution between cathode and anode, electron energy spectrum, motion state of electron incident anode rod, dose, and spot size. The results show that the calculation results from the new model are closer to the experimental results, which shows that the role of electrons accumulated near the anode in the plasma cannot be ignored in the numerical calculation of the rod-pinch diode anode rod surface plasma.

**Keywords:** rod-pinch diode, flash X-ray radiography, Monte Carlo Simulation, particle in cell simulation

**PACS:** 52.59.Mv, 52.65.Rr, 02.70.Uu, 87.59.-e

**DOI:** [10.7498/aps.71.20221136](https://doi.org/10.7498/aps.71.20221136)

† Corresponding author. E-mail: [zj680525@21cn.com](mailto:zj680525@21cn.com)



## 杆箍缩二极管阳极杆粒子生成模型研究

屈俊夫 冯元伟 耿力东 李洪涛

### Study on particle generation model of anode in rod–pinch diode

Qu Jun-Fu Feng Yuan-Wei Geng Li-Dong Li Hong-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 225203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221136

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221136>

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

“强光一号”加速器短  $\gamma$  二极管径向箍缩率计算方法

Methods of calculating radial collapse velocity of short-  $\gamma$  diode field on Qiangguang-I accelerator

物理学报. 2021, 70(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210472>

1000 V p–GaN混合阳极AlGaIn/GaN二极管

p–GaIn hybrid anode AlGaIn/GaN diode with 1000 V operation

物理学报. 2018, 67(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181208>

太阳能电池单二极管模型中的参数提取方法

Review of Parameter extraction methods for single–diode model of solar cell

物理学报. 2018, 67(19): 198801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181024>

高效绿光钙钛矿发光二极管研究进展

Research progress of efficient green perovskite light emitting diodes

物理学报. 2019, 68(15): 158504 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190647>

自旋发光二极管研究进展

Research progress of spin light emitting diode

物理学报. 2020, 69(20): 208501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200866>

Mg<sub>2</sub>Si/Si雪崩光电二极管的设计与模拟

Design and simulation of Mg<sub>2</sub>Si/Si avalanche photodiode

物理学报. 2021, 70(10): 108501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201923>