



“强光一号”加速器短 γ 二极管径向箍缩率计算方法

胡杨 孙江 张金海 蔡丹 杨海亮 苏兆锋 孙铁平 孙剑锋 赵博文

Methods of calculating radial collapse velocity of short- γ diode field on Qiangguang-I accelerator

Hu Yang Sun Jiang Zhang Jin-Hai Cai Dan Yang Hai-Liang Su Zhao-Feng Sun Tie-Ping Sun Jian-Feng Zhao Bo-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 185202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210472

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210472>

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

吉瓦级强流相对论多注电子束二极管的优化设计与实验研究

Optimal design and experimental research of several-gigawatt multiple electron beam diode

物理学报. 2021, 70(3): 038401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201336>

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>

基于微透镜阵列匀束的激光二极管面阵抽运耦合系统分析

Analysis of laser diode array pump coupling system based on microlens array

物理学报. 2018, 67(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172473>

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>

1000 V p-GaN混合阳极AlGaN/GaN二极管

p-GaN hybrid anode AlGaN/GaN diode with 1000 V operation

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

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>

“强光一号”加速器短 γ 二极管径向 箍缩率计算方法*

胡杨 孙江 张金海 蔡丹 杨海亮†
苏兆锋 孙铁平 孙剑锋 赵博文

(西北核技术研究所, 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室, 西安 710024)

(2021年3月11日收到; 2021年5月4日收到修改稿)

电子束流箍缩是强流电子束二极管工作过程中广泛存在的物理现象. 束流径向箍缩率定义为靶面形成的束斑(环)面积随时间的变化率, 是判断二极管的束流箍缩情况和工作特性的重要指标, 目前对其的研究方法以光学诊断和针对特定二极管的理论估算为主. 在现有研究的基础上, 以“强光一号”强箍缩短 γ 二极管为对象, 给出了适用于该“环-板”构型二极管的径向箍缩率理论估算公式, 并分别建立了基于粒子模拟和实验测量箍缩中心偏移的箍缩率计算方法, 三种方法给出的径向箍缩率值分别为 8.43, 8.70 及 7.89 cm²/ns, 三者相对偏差 < 10%. 为强流二极管径向箍缩率的研究提供了一种新的思路.

关键词: 强箍缩, 强流电子束二极管, 径向箍缩率, 计算方法

PACS: 52.59.-f, 52.59.Mv, 52.40.Mj, 07.77.Ka

DOI: 10.7498/aps.70.20210472

1 引言

电子束流箍缩是高功率强流电子束二极管工作的一个重要的物理过程, 其基本原理是电子束在自磁场的作用下沿径向阳极靶心中箍缩^[1]. 束流箍缩特性直接反映了二极管的工作模式. 一般而言, 强箍缩的二极管电子束聚焦效应强, 多用于产生 X/ γ 射线焦斑或小面积 X/ γ 射线, 进行闪光照相或小尺寸辐照实验^[2]; 弱箍缩的二极管形成的 X/ γ 射线面积较大、较均匀, 多用于大面积辐照实验^[3]. 强流二极管多采用“环-板”构型, 即阴极采用环形或双环形, 阳极采用平板, 在馈入电参数基础上利用构型设计使得二极管工作于强箍缩或弱箍缩模式^[4].

径向箍缩率 V_a (the areal velocity, or radial collapse velocity) 定义为电子在靶面形成的束斑(环)面积随时间的变化率, 用于表征束流箍缩快

慢程度, 是束流箍缩特性的重要参数, 定义式为

$$V_a = \frac{d(\pi r^2)}{dt} = 2\pi r \frac{dr}{dt}, \quad (1)$$

式中, r 为随时间变化的束斑(环)半径. 在特定脉冲源参数和二极管结构参数下, 对确定的阳极材料, 二极管的径向箍缩率 V_a 为定值. 相比于 dr/dt , 采用面积变化率值 V_a 能更加直观地反映出电子落点分布情况以及束流箍缩情况. 径向箍缩率由美国海军实验室(Naval Research Laboratory)的 Blaugrund 等^[5] 率先提出. 他们在 Gamble II 加速器二极管上, 采用条纹相机获取了轰击到阳极上的电子落点随时间变化的图像, 并且依此计算了 Gamble II 加速器二极管 3 Ω 状态下阳极分别为 C, Mg, Ti, Fe 和 Cu 等多种材料的 V_a 值^[6].

“强光一号”是国内重要的辐射效应模拟平台, 所用的短 γ 二极管是典型的“环-板”构型强箍缩二极管, 阴极为 $\Phi 120$ mm 双环型黄铜, 阳极为 120 mm \times

* 国家自然科学基金(批准号: 11705150)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanghailiang@nint.ac.cn

120 mm、厚 0.6 mm 钼靶, 阴阳极间隙 28.8 mm, 靶面剂量率均值 (硅吸收) 约 7×10^9 Gy/s^[7,8], 具有前沿快 (< 10 ns)、半宽窄 (15—25 ns)、靶热-力学损伤剧烈等特点^[9]. 靶面剂量率为二极管的输出剂量与时间谱的全高半宽值 (FWHM) 之比, 其中二极管的输出剂量通过放置在靶面的 LiF 热释光剂量片测量, 射线脉冲时间谱由 Si-PIN 测量. “强光一号”负载区域包裹于真空腔体中, 要进行光学诊断需在腔体内放置反射镜. 由于腔体空间限制、实验时的振动以及只能倾斜拍摄等因素, 该二极管不便于采用条纹相机获取电子环图像, 针对同类型的二极管箍缩特性的研究一直缺乏有效的方案.

在 Blaugrund 团队研究成果基础上, 采用了理论估算、粒子仿真和实验后直接测量计算相结合的方法对“强光一号”短 γ 二极管的径向箍缩率计算方法问题进行了研究, 归纳出了适用于该型二极管的径向箍缩率理论估算公式, 建立了基于阳极离子流粒子模拟的 V_a 计算方法, 给出了一种新的通过直接测量箍缩中心偏移计算径向箍缩率的方法.

2 理论估算方法

2.1 理论基础

强箍缩电子束二极管工作过程中包含一系列复杂的“强电磁场-强电子束-等离子体”相互作用, 如图 1 所示, 二极管箍缩过程的演变可大致分为 4 个阶段^[10–13]:

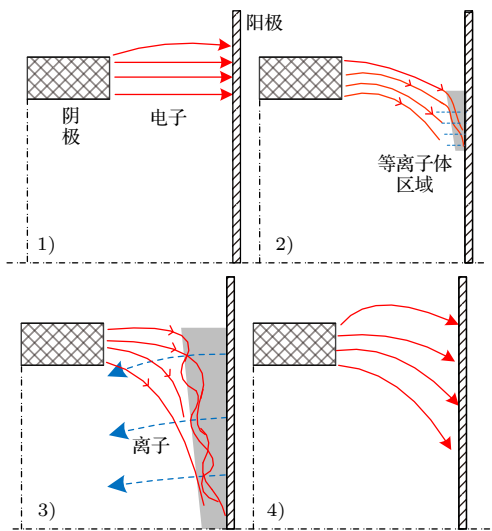


图 1 二极管箍缩过程“四阶段”模型

Fig. 1. Four-regime model of high current diode pinching process.

1) 非箍缩电子流 (space-charge limited). 在电压脉冲的初始时段, 阴极等离子体形成后产生的电子流垂直于等位面流动, 电子束流较弱未发生箍缩.

2) 弱箍缩电子流 (weakly-pinched regime). 当二极管电压继续上升致使二极管束流超过临界电流时, 自磁场使外层电子轨道弯曲, 形成弱箍缩; 同时, 电子束轰击阳极, 导致阳极表层材料发热, 引起吸附气体解吸附、电极材料电离和杂质逸出, 形成阳极等离子体.

3) 阳极等离子体动态离子发射引起的剧烈箍缩流 (强箍缩流, magnetically-limited regime). 此阶段位于电压峰值附近, 阻抗稳定. 其具体机制为: 产生的阳极等离子体提供了 1 个受空间电荷限制的离子源, 离子流的空间电荷部分中和了电子的空间电荷, 同时离子流附加到电子流中导致了极强的箍缩电子流. 这些电子掠射进入到阳极等离子体时, 由于等离子体的电场屏蔽效应, 抵消磁力 $e v_r B_\theta$ 的电场力暂时失去作用, 因此它们在 $e v_r B_\theta$ 作用下, 朝阴极方向反射, 同时仍然继续向内作径向漂移, 直到抵达无阳极等离子体的区域时又在电场力作用下重新射向阳极. 该过程一直重复, 直至电子沿多次反射的复杂轨道向内漂移而形成更强的箍缩^[14].

4) 电压下降阶段的阻抗降低乃至崩溃阶段 (resistance collapse regime). 随着电压下降, 束流强度下降, 束流箍缩无法维持, 二极管阻抗亦持续降低直至崩溃, 二极管结束工作.

由以上工作过程可知, 在没有阳极离子中和空间电荷效应的情况下, 强箍缩不会发生. 因此, 阳极等离子体及离子流的产生和径向扩散速率, 直接决定了电子束的箍缩率.

2.2 公式推导

阳极等离子体产生后, 随着电子、离子运动的动态平衡, 阳极表面会形成等离子体鞘层. 因此, 电子束的径向箍缩率 V_a 受到等离子体鞘层形成时间的限制. 可从等离子体鞘层的形成过程推导出径向箍缩率的估算公式. 采用文献 [6] 的方法, 结合“强光一号”短 γ 二极管数据, 可推导出适用于“强光一号”的 V_a 估算公式.

建立柱坐标 (z, r, θ) , 其中 z 为轴向, r 为径向. 在鞘层中, 电场是线性的. 对环形阴极二极管来说, 鞘层电场与半径、电子环电流和电子的径向速度分布有关. 因为电子束是相对论性的, 因此可认为电子

径向运动速率 $v_r = c$, 由麦克斯韦方程易知^[15]:

$$E = -v \times B. \quad (2)$$

束流箍缩时的束流强度为 I_p , 由安培环路定理^[16], $B_\theta = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r}$, r 为电子束流半径, μ_0 为真空磁导率. 结合 (2) 式可得电子束流与等离子体交界处的场强为

$$E = v_r B_\theta = \frac{\mu_0 I_p c}{2\pi r}. \quad (3)$$

假设电子鞘层的厚度为 δ . 从掠入射进鞘层的电子角度来看, 鞘层的存在会使电子存在 1 个最大的反弹速度 v_z (即电子恰好到达阳极表面时轴向速度降为 0 的电子所具有的速度), 即:

$$\delta e E = m_0 \gamma v_z^2. \quad (4)$$

式中, m_0 为电子静止质量, γ 为相对论因子, e 为单位电荷.

另一方面, 从离子角度推断, 鞘层厚度最小值应为恰好使得质量为 M 、电荷数为 $e\xi$ 的离子渡过鞘层时速度减小到 0, 令 τ 为离子渡越时间, 那么有

$$\frac{1}{2} \left(\frac{e E \xi}{M} \right) \tau^2 = \delta. \quad (5)$$

因为电子束流为环形流, 鞘层只产生于电子环流轰击阳极之处. 令 Δ 为电子环流径向宽度, 那么电子环流径向位置随时间的变化就可以表示为

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\Delta}{\tau}. \quad (6)$$

综合 (3)—(6) 式, 用相对原子质量 A 和单个原子质量 u_0 的乘积表示离子质量, 可得

$$\frac{d(\pi r^2)}{dt} = 2\pi r \frac{dr}{dt} = \frac{e\mu_0}{(2m_0 u_0)^{1/2}} \frac{\Delta I_p}{(v_z/c)} \left(\frac{\xi}{\gamma A} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

(7) 式即为强箍缩二极管径向箍缩率的估算公式. 代入电子束流环宽、电压、离子种类即可进行估算. “强光一号”短 γ 状态时, 馈入二极管间隙上的电压峰值约为 2.5 MV, 基于此, 相对论因子 γ 取为 5.89, v_z/c 为 0.985; 强光一号采用环形阴极, 环宽为 0.5 cm, 可假定环面均匀发射, 那么电子束流径向宽度 Δ 即为相同数值; 离子成分主要为氢离子 H^+ , 则 $A/\xi = 1$.

将以上数据和常数 $e\mu_0/(2m_0 u_0)^{1/2} = 3.66 \times 10^3$ 代入 (7) 式, 可得“强光一号”短 γ 二极管径向箍缩率估算公式:

$$V_{a(cal)} = 7.655 I_p \text{ m}^2/\text{s}. \quad (8)$$

根据实测结果, “强光一号”短 γ 二极管箍缩时的电流可取为平均峰值电流, 即 $I_p = 110 \text{ kA}$, 可得 $V_{a(cal)} = 8.43 \text{ cm}^2/\text{ns}$.

3 基于粒子仿真的计算方法

3.1 仿真方法

采用粒子模拟 (particle in cell, PIC) 的方法^[17]进行二极管工作过程仿真. PIC 模型见图 2(a). 仿真的重点是阳极等离子体的模拟方法建立. 阳极等离子体主要来源为带电粒子在阴阳极上能量沉积引起的电极吸附气体逸出和电极材料电离. 钽材料的吸附气体解吸附的阈值为 63 J/g, 或者升温 458 °C^[18], 仿真时采用在靶前覆盖气体薄层的方法解决^[19], 当阳极靶某一位置温升到达 458 °C 时, 该位置的气体薄层开始作用; 电极材料电离采用阳极靶直接发射氢离子流 (H^+) 的方法进行, 发射阈值设定为 300 kV/cm, 离子产生速率由下式给出^[20]:

$$f(t) = 1 - \exp[-(t/t_{\text{rise}})^2], \quad (9)$$

式中, t_{rise} 为馈入电压波上升时间的两倍, 取为 30 ns, 具体馈入波形如图 2(b) 所示. 馈入位置与实际电压探头位置相同, 扣除电感因素, 到达二极管间隙时电压约为 2.5 MV.

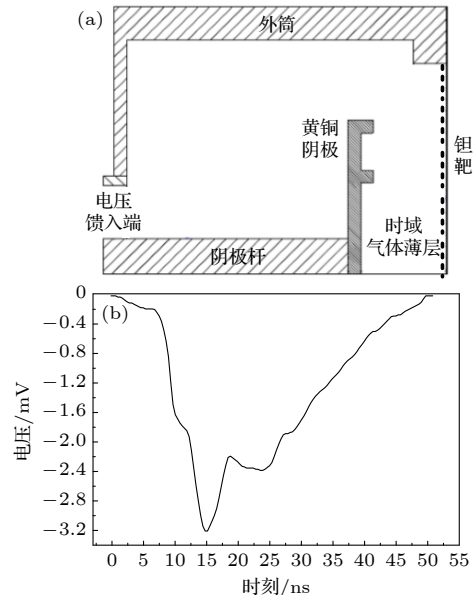


图 2 (a)“强光一号”短 γ 二极管 PIC 模型示意图; (b) PIC 模拟馈入电压波形

Fig. 2. (a) PIC model of the short γ diode on Qiangguang-I accelerator; (b) imported voltage waveform obtained by PIC model.

3.2 仿真结果

经过反复进行参数扫描 (气体薄层厚度、碰撞截面等), 当 H^+ 密度为 10^{14} cm^{-3} 时, 获取了与实验符合较好的仿真结果. 仿真结果见图 3 和图 4, 与理论预期的“四阶段”工作模型相符. 在电压上升早期 (0—10 ns), 处于纯电子流阶段, 未发生箍缩; 从 10 ns 后, 电压迅速升高, 阳极等离子体出现, 11—15 ns 阶段为弱箍缩; 约 16 ns 开始电子束外层束流开始出现磁绝缘现象, 至 24 ns 时外层电子箍缩至靶心, 箍缩到达最剧烈阶段, 一直维持到约 30 ns 附近; 30 ns 后电压下降较为迅速, 箍缩不能维持, 束流亦随之减小至 0.

以阳极等离子体开始出现的 11 ns 为电子流开始箍缩的起始时刻 (图 4), 以外层电子箍缩至靶心时的 24 ns 为结束时刻, 认为外层电子从 $r = 60 \text{ mm}$ 的位置箍缩至 $r = 0$ 的位置, 那么可计算得

$$V_{a(\text{PIC})} = \pi \cdot 6^2 / (24 - 11) = 8.70 \text{ cm}^2/\text{ns}. \quad (10)$$

以 PIC 仿真结果计算出的径向箍缩率 $V_{a(\text{PIC})}$ 与理论估算值相对偏差仅为 3.20%, 可认为二者结果一致.

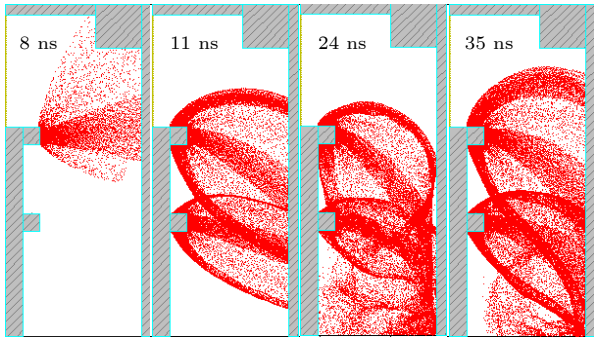


图 3 “强光一号”短 γ 二极管“四阶段”箍缩过程 PIC 仿真结果

Fig. 3. Simulation results of the γ diode's four-regime pinching process.

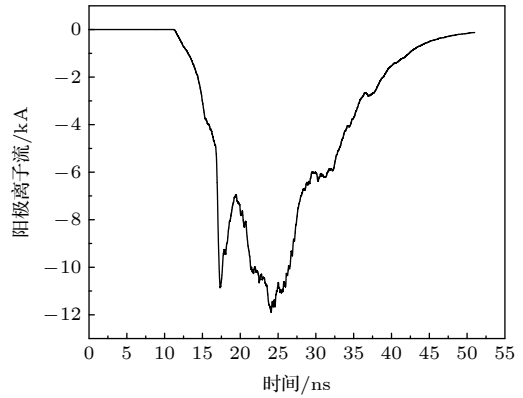


图 4 阳极离子流模拟结果 (H^+ 密度: 10^{14} cm^{-3})

Fig. 4. Simulation results of ions current (H^+ density: 10^{14} cm^{-3}).

4 基于实验测量的计算方法

为进一步对估算公式和仿真方法的结果进行对比分析, 采用线上实验、直接测量靶面箍缩中心偏移的方法确定“强光一号”短 γ 二极管的径向箍缩率. 需要确定两个数值: 一是箍缩面积 S_p ; 二是箍缩所用时间 T_p .

“强光一号”短 γ 二极管采用 $120 \text{ mm} \times 120 \text{ mm}$ 的方形钨靶为阳极靶致辐射靶, 典型的热力学损伤表现有两类, 一是中心破圆孔 (图 5(b)), 二是中心层裂 (图 5(c)), 且破损中心多数未处于靶的几何中心. 这种箍缩中心偏移的现象多数由环形阴极发射不均匀性引起. 而对于“强光一号”二极管来说, 其阴阳极间隙为 30 mm , 阻抗高, 电子渡越时间较长, 阴极发射的不均匀性多数是由空间不对称性 [21], 即阴阳极在安装过程中不能完全平行导致的. 考虑一简化模型, 如图 6 所示, 假设阴极相对于阳极偏转了角度 θ , 箍缩中心与阳极靶几何中心的偏移距离为 Δd , 阴阳极间隙为 d , 显然:

$$\sin \theta \approx \Delta d / d. \quad (11)$$

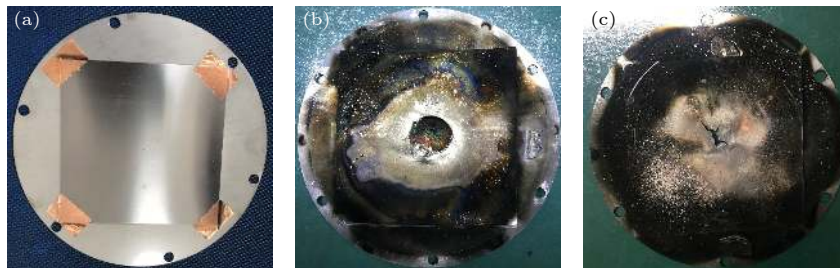


图 5 “强光一号”二极管钨靶实验前后照片 (a) 未使用; (b) shot 18083; (c) shot 19168

Fig. 5. Ta target photos used in Qiangguang-I accelerator diode: (a) unused; (b) shot 18083; (c) shot 19168.

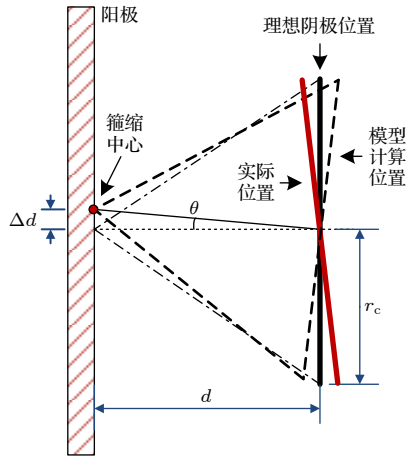


图 6 空间不对称影响下箍缩面积计算示意

Fig. 6. Pinching area calculation under the influence of space evaluation.

此时阴极在阳极靶面上的投影面积即可认为是箍缩面积, 有

$$S_p = \pi(r_c \cos \theta)^2. \quad (12)$$

联立 (11) 式和 (12) 式, 不难得

$$S_p = \pi \left[r_c \sqrt{1 - (\Delta d/d)^2} \right]^2. \quad (13)$$

需要指出的是, 图 6 所示的模型仅用于箍缩面积计算, 内含的假定条件是, 束流箍缩的偏移与空间几何偏移呈线性关系. 实际物理过程中, 阴极面的电子发射存在竞争性. 当阴阳极平行度不一致时, 电子往往从更靠近阳极那一段环面发射, 其他距离阳极稍远的环面发射电子的概率将降低, 靶面上的箍缩中心也更靠近发射电子的环面在靶上的投影位置. (13) 式得出的箍缩面积正是以发射电子的这一段环面在阳极面上投影的半径计算的.

以“强光一号”加速器运行正常、二极管辐射输出指标正常为前提, 遴选了 2018—2019 年度中心破孔和层裂较为规整的典型的靶 25 片, 测量中心破孔位置 (或层裂中心位置) 与方形靶中心位置的偏移距离 Δd (图 7), 偏移距离位于 0—10.15 mm 之间, 中位数为 7.19 mm.

箍缩所用时间 T_p 参照距靶 1 m 处的射线强度 (PIN) 波形上升沿 (定义为 0.1—0.9 峰值) 确定 (图 8). PIN 波形起始时刻为 5 ns, 峰值时刻为 20 ns, 上升沿为 13.5 ns. 束流的箍缩由电压变化 V 引起, 继而反映在电流变化 I 上, 射线强度 p 是电压和电流变化的综合结果 [22]. 根据理论模型和数值仿真结果来看, 束流开始箍缩的时间略晚于

PIN 起始时刻, 箍缩最剧烈的时刻在 PIN 波形峰值时刻之后, 电流峰值时刻 (24 ns) 之前. 因此取 PIN 波形上升沿为束流箍缩所用时间是可行的.

由此, 可得“强光一号”短 γ 二极管实验计算值中位数为

$$V_{a(\text{exp})} = \pi \left[r_c \sqrt{1 - (\Delta d/d)^2} \right]^2 / T_p = 7.89 \text{ cm}^2/\text{ns}. \quad (14)$$

偏移距离 Δd 位于 0—10.15 mm 时, $V_{a(\text{exp})}$ 值在 8.37—7.42 cm^2/ns 之间. 实验计算中值 7.89 相比估算值 $V_{a(\text{cal})}$ 8.43 和数值仿真值 $V_{a(\text{PIC})}$ 8.70 略偏小, 偏差分别为 6.41% 和 9.31%. 偏差均在 10% 以内, 说明这三种给出径向箍缩率的方法均是可行的. 至于实验计算值偏小的原因, 可以这样解释: 理论估算和仿真模拟采用的离子均为 H^+ 离子, 实际二极管运行过程中, 阳极等离子体成分较为复杂, 除 H^+ 离子外, 还包含 C^+ , CH^+ , O^+ 及钨靶本身电离成分等 [19], 相比于纯氢离子流, 实际二极管中的离子流扩散速率更慢, 致使二极管径向箍缩率减小.

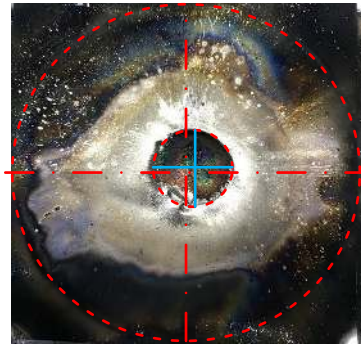


图 7 箍缩中心偏移现象 (虚线、实线交点分别为靶几何中心与箍缩中心)

Fig. 7. Phenomenon of pinching center offset.

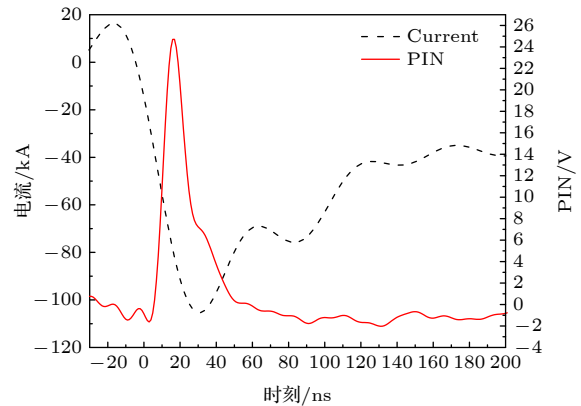


图 8 “强光一号”短 γ 二极管电流和 PIN 波形

Fig. 8. Current and PIN waveforms of the short γ diode.

相比于 Blaugrund 团队 [6] 给出 Gamble II 加速器二极管 V_a 典型值 (2—4 cm²/ns), “强光一号”加速器的短 γ 二极管 V_a 值大了近 1 倍, 这是由于该二极管前接 POS (plasma opening switch), 前沿小于 10 ns, 二极管箍缩迅速. 而 Gamble II 加速器二极管前沿约 40 ns, 与“强光一号”二极管工作状态不同.

5 总 结

强流电子束二极管的束流径向箍缩率 (V_a) 定义为电子束在阳极靶上形成的束斑面积随时间的变化率, 是研究二极管束流箍缩特性和工作过程的重要参数. 本文提出了三种 V_a 的计算方法: 1) 基于已有研究方法, 结合“强光一号” γ 二极管实验数据, 给出了该二极管的 V_a 估算公式; 2) 建立了基于粒子模拟的 V_a 计算方法, 该粒子模拟模型包含阳极离子流, 可较为真实地仿真电子束流的箍缩情况; 3) 针对“强光一号” γ 二极管不便于开展光学诊断的实际情况, 通过测量箍缩中心偏移, 结合射线强度波形, 给出了计算 V_a 的方法. 三种方法得出的 V_a 值相对偏差小于 10%, 直接测量计算的方法得出的值稍小, 原因在于理论和模拟时假定的离子流为 H⁺, 实际二极管中的离子流成分复杂, 扩散速度较慢, 降低了径向箍缩率.

理论估算方法对于“环-板”构型的强箍缩二极管具有较好的应用前景, 可快速判断二极管箍缩状态, 对于阴极为平板的箍缩二极管和杆箍缩二极管的估算公式需要仔细推导; PIC 模拟计算箍缩率的方法同时适用于弱箍缩和强箍缩二极管, 可在二极管设计阶段提供参考, 下一步考虑将粒子模拟和流体模拟结合起来, 更加准确地描述电子束与等离子体的相互作用, 建立精确度更高的二极管工作过程仿真模型; 直接测量箍缩中心偏移进而计算箍缩率的方法则对不便进行光学诊断或者对箍缩率进行日常监测的强箍缩二极管适用性较强.

参考文献

- [1] Liu X S 2007 *Intense Particle Beams and Its Applications* (Beijing: National Defense Industry Press) pp201, 202 (in Chinese) [刘锡三 2007 强流粒子束及其应用 (北京: 国防工业出版社) 第201, 202页]
- [2] Ekdahl C 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 254
- [3] Cong P T 2020 *High Pow. Las. Part. Beam.* **32** 025002 (in Chinese) [丛培天 2020 强激光与粒子束 **32** 025002]
- [4] Mesyats G A 2005 *Pulsed Power* (New York: Springer) p433
- [5] Blaugrund A E, Cooperstein G, Goldstein S A 1975 *International Topical Conference on Electron Beam Research & Technology* Albuquerque, NM, USA, November 3–5, 1975 p13224837
- [6] Blaugrund A E, Cooperstein G, Goldstein S A 1977 *Phys. Fluids* **20** 1185
- [7] Cong P T, Chen W, Han J J, Guo N, Su Z F, Zhang X J, Wang L P 2010 *High Pow. Las. Part. Beam.* **22** 2773 (in Chinese) [丛培天, 陈伟, 韩娟娟, 郭宁, 苏兆峰, 张信军, 王亮平 2010 强激光与粒子束 **22** 2773]
- [8] Guo N, Wang L P, Cong P T, Qiao K L, Li Yan, Zhang X J, 2010 *Nucl. Electron. Detect. Technol.* **30** 1196 (in Chinese) [郭宁, 王亮平, 丛培天, 乔开来, 李岩, 张信军 2010 核电子学与探测技术 **30** 1196]
- [9] Sun J, Hu Y, Zhang J H, Cai D, Su Z F, Zhao B W, Sun T P, Sun J F, Hu Y X, Peng S X 2021 *Atom. Eng. Sci. Technol.* **55** 328 (in Chinese) [孙江, 胡杨, 张金海, 蔡丹, 苏兆峰, 赵博文, 孙铁平, 孙剑锋, 呼义翔, 彭士香 2021 原子能科学技术 **55** 328]
- [10] Goldstein S A, Davidson R C, Lee R, Siambis J G 1975 *International Topical Conference on Electron Beam Research & Technology* Albuquerque, NM, USA, November 3–5, 1975 p13224836
- [11] Swanekamp S B, Cooperstein G, Schumer J W, Mosher D, Ottinger P F, Young F C, Cornmisso R J 2004 *International Conference on High-Power Particle Beams St. Petersburg, Russia, July 18–23, 2004* p12821202
- [12] Swanekamp S B, Commisso R J, Cooperstein G, Ottinger P F, Schumer J W 2000 *Phys. Plasmas* **7** 5214
- [13] Kuai B 2003 *M. S. Thesis* (Xi'an: Northwest Institute of Nuclear Technology) (in Chinese) [黄建军 2003 硕士学位论文 (西安: 西北核技术研究所)]
- [14] Kuai B, Qiu A C, Wang L P, Cong P T, Liang T X, Yin J H 2004 *High Pow. Las. Part. Beam.* **16** 1603 (in Chinese) [蒯斌, 邱爱慈, 王亮平, 丛培天, 梁天学 2004 强激光与粒子束 **16** 1603]
- [15] Miller R B 1982 *Introduction to the Physics of Intense Charged Particles* (New York and London: Plenum Press) pp67–70
- [16] Cavalleri G, Spavieri G, Spinelli G 1996 *Eur. J. Phys.* **17** 205
- [17] Li Y D, Wang H G, Liu C L, Zhang D H, Wang J G, Wang Y 2009 *High Pow. Las. Part. Beam.* **12** 1866 (in Chinese) [李永东, 王洪广, 刘纯亮, 张殿辉, 王建国, 王玥 2009 强激光与粒子束 **12** 1866]
- [18] Sanford T W L, Halleib J A, Poukey J W, Pregonzer A L, Pate R C, Heath C E, R. Mock G A, Mastin D C Ghiglia T J, Roemer P W, Spence G A 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 10
- [19] Cai D, Liu L, Ju J C, Zhang T Y, Zhao X L, Zhou H Y 2015 *Phys. Plasmas* **22** 073108
- [20] Seidel D B, Goplen B C, Van Devender J P 1980 *Fourteenth Pulse Power Modulator Symposium* Albuquerque, NM, USA, June 3–5, 1990 p1980
- [21] Lai D G, Qiu M T, Xu Q F, Huang Z L 2016 *Phys. Plasmas* **23** 8
- [22] Michatz Γ A (translated by Li G Z) 2007 *Vacuum Discharge Physics and High-power Pulse Technology* (Beijing: National Defense Industry Press) pp249–262 (in Chinese) [米夏兹 Γ A 著 (李国政 译) 2007 真空放电物理和高功率脉冲技术 (北京: 国防工业出版社) 第249—262页]

Methods of calculating radial collapse velocity of short- γ diode field on Qiangguang-I accelerator*

Hu Yang Sun Jiang Zhang Jin-Hai Cai Dan Yang Hai-Liang[†]
Su Zhao-Feng Sun Tie-Ping Sun Jian-Feng Zhao Bo-Wen

(State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect,

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

(Received 11 March 2021; revised manuscript received 4 May 2021)

Abstract

Electron beam pinching is a common physical phenomenon in the working process of high-current electron beam diodes. The radial collapse velocity (V_a) of the beam is an important index to determine the beam pinching and the working characteristics of the diode. The current research methods are based on optical diagnosis and theoretical estimation formulas for a specific diode. The radial collapse velocity of Qiangguang-I accelerator's tight-pinch short γ diode can be obtained by the following three methods in this paper: 1) a theoretical formula, which is used to calculate the radial collapse velocity on the basis of the existing research results, and can very quickly determine the pinching situation because in this case this formula just needs a diode pinching current; 2) the method of calculating V_a , which is established based on particle-in-cell simulation. The simulation model includes the anode ion current, thus can simulate the pinching of electron beam more precisely; 3) a method of calculating V_a , which is given by measuring the pinch center offset and the γ -ray PIN waveform, because the Qiangguang-I γ diode is inconvenient for optical diagnosis. The radial collapse velocities obtained by the above three methods are 8.43, 8.70 and 7.89 cm²/ns respectively, and the relative difference among the three methods is < 10%. The third method obtains a slightly smaller value because the ion current assumed in the theory and simulation is H⁺. The ion current composition in the actual diode is complex, the diffusion speed is slower, then the radial collapse velocity is smaller. Compared with the typical V_a value (2–4 cm²/ns) of the Gamble II accelerator diode given by the Blaugrund team, the V_a value of the short γ diode of the Qiangguang-I accelerator is nearly doubled. The diode on Qiangguang-I, which works after a plasma opening switch (POS), has a very short rising time (less than 10 ns), and pinches quickly. In contrast, the rising time of the Gamble II accelerator diode is about 40 ns, which is different from the working status of the Qiangguang-I diode. This paper provides a new way to study the radial collapse velocity of high-current diodes.

Keywords: tight-pinch, high-current electron beam diode, radial collapse velocity, calculation methods

PACS: 52.59.-f, 52.59.Mv, 52.40.Mj, 07.77.Ka

DOI: 10.7498/aps.70.20210472

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11705150).

† Corresponding author. E-mail: yanghailiang@nint.ac.cn