

# 用集团运动的观点来研究回流离子问题\*

龙继东<sup>1;1)</sup> 林郁正<sup>1</sup> 石金水<sup>2</sup> 禹海军<sup>2</sup>

1 (清华大学工程物理系 北京 100084)

2 (中国工程物理研究院 绵阳 621900)

**摘要** 建立在单粒子运动学基础上的回流离子理论预测: 强流电子束轰击在辐射转换靶上可能产生正离子. 这些离子在电子束空间电荷场作用下回流, 会造成电子束过聚焦, 改变焦斑大小, 从而影响 X 光机的照相分辨率. 然而大量的实验没有发现相关的现象. 本文分析认为, 电子束打靶时, 在靶表面可能会形成离子鞘层过渡区. 该区域可以抵消束流空间电荷场对回流离子的驱动作用, 因此, 回流离子可能以等离子体集团扩散的方式运动. 这种物理图像得到的结论是离子对聚焦的影响可忽略, 和已有的实验结果相吻合.

**关键词** 束靶相互作用 回流离子 离子鞘层 电子束聚焦

## 1 引言

新一代的闪光机, 例如美国的 DARHT<sup>[1]</sup>、法国的 AIRIX 机<sup>[2]</sup> 以及我国的“神龙一号”<sup>[3]</sup>, 其焦斑设计尺寸较过去有了极大的进步, 焦斑直径要求  $< 2\text{mm}$ . 小焦斑增强了成像几何分辨率, 同时也带来了一些新的问题, 其中回流离子问题是当前关注的热点. 它是一种可能导致焦斑崩溃的机制<sup>[4]</sup>: 数 kA 的电子束聚焦后轰击转换靶, 导致靶表面杂质热释放, 生成等离子体. 产生的正离子在束流空间电荷场作用下回流形成离子柱, 对束流提供时变的聚焦力. 计算模型和数值模拟预测, 离子能量可到几百 keV, 离子流大小可到几十 A, 空间电荷中和因子能大于 0.1, 能使得电子束在靶上的焦斑先收缩然后迅速散开, 从而破坏了点光源的性质.

该问题有着浓厚的工程实用需求, 所以一经提出, 立刻引起从事 X 光机研究的学者们的重视. 然而, 在 ETA-II<sup>[5]</sup>, DARHT-I<sup>[6]</sup> 和“神龙一号”<sup>[7]</sup> 等装置上的大量实验结果没有观察到上述预测的现象.

如何来看待实验结果和理论预测的差异, 目前国

外已有两种解释: 1) 认为回流离子是靶材重离子. 由于重离子的回流速度慢, 而电子束脉冲持续时间短, 所以其影响来不及体现<sup>[8]</sup>; 2) 认为回流离子效应不显著是由于产生的杂质离子量太少造成的, 此时离子流发射受源限制<sup>[9]</sup>. 这两种解释是从离子源上找原因.

然而粉末冶金法制成的高熔点重金属(靶通常为钨、钨)的高含杂性, 以及在电极离子特性领域的研究结果, 都暗示这两种解释难以具有普遍性. 文献[10]专门针对回流离子来源及其特征进行了深入分析, 认为如果回流离子理论正确, 那么离子主要应该来源于靶表面杂质热释放后, 被入射电子束直接电离所得; 离子流可以满足空间电荷限制流发射而非源限制流发射.

这些分析结果使得我们转而关注离子的运动规律的描述上: 现有模型并不考虑靶区的物理环境, 把束流空间电荷场等效为外加恒定场, 然后用单离子在该场作用下的运动方程来研究离子流特征. 通过分析, 我们提出一种新的物理图像: 电子束打靶时, 靶表面区域可能存在离子鞘层过渡区, 具有屏蔽束流空间电荷场的作用. 于是, 正离子主要以等离子体集团扩散的形式运动.

2005 - 03 - 04 收稿

\* 国防科技基础研究项目资助

1) E-mail: longjiedong@tsinghua.org.cn

## 2 阳极区的物理现象

### 2.1 阳极等离子体运动

强流脉冲二极管中存在阻抗崩溃现象,这是由于阴阳极间的等离子体运动造成了二极管的闭合.一般认为,阴极等离子体的运动是决定阻抗崩溃的关键.但如果电子流沉积在阳极材料中的功率密度足够大,则也会产生阳极离子,并可能发生阳极耀斑现象. Bugaev 等给出阳极耀斑朝阴极运动的速度  $< 10^6 \text{cm/s}$ , 而 G. A. Mesyats 等给出的速度在  $(7 \sim 8) \times 10^6 \text{cm/s}^{[11]}$ . 具体的速度肯定和实验条件相关,这里指出速度的大小是因为这些速度体现为等离子体集体运动的扩散速度,而不能简单的用二极管电压来求离子速度.

### 2.2 阳极表面凹坑现象和 DNI(desorbed neutral ionization) 模型

美国海军实验室的 F.Schwirzke 领导的小组利用 DNI 模型来研究电极等离子体<sup>[12, 13]</sup>. 其观点认为电极表面的等离子体可以形成离子鞘层,从而在电极和离子鞘层之间形成电弧,可以提供比空间电荷限制流大得多,足以迅速蒸发晶须的电流密度. 这种模型的提出主要针对用空间电荷限制流来解释阴极爆炸式电子发射模型(explosive electron emission model)的一个不足:空间电荷限制流在晶须里形成的欧姆热不足以在数个 ns 里使晶须爆炸. 该模型后来被 Charles M.Wright<sup>[14]</sup>用来解释阳极表面出现的类似于阴极表面被离子轰击后形成的火山口形凹坑(small craters). 也就是说在阳极表面可能形成比阳极电位还高的离子鞘层,造成阳极表面电场反转,形成阳极电弧,并驱动离子轰击阳极表面,两者共同作用形成火山口形凹坑.

### 2.3 阳极电位降

真空放电的研究中,发现阳极表面附近存在着大量的电子,造成此区域的电位降,称为阳极位降<sup>[15]</sup>. 这种现象的发现使得对阳极区域的研究更加细化. 表 1 中把 LIA 中强流电子束打靶和二极管中电子束轰击阳极的情况进行了粗略的参数对比.

不难看出, LIA 中的靶区相对于二极管中的阳极区,有两个较大的差异:一是无外加电场,因此原理上来讲,电荷的集团行为也就更容易体现和发生;二是功率密度高,靶材的温升引发的物理现象可能会更多. 这说明用更细微的眼光来看待靶区问题是很有必

要的.

表 1 LIA 和二极管中的参数对比

	二极管阳极	LIA
外加电场/(MeV/m)	1—10	无
电子能量/MeV	$10^{-2}$ — $10^0$	$10^0$ — $10^1$
电子束流强/A	$10^0$ — $10^5$	$10^3$
电离截面/ $\text{m}^2$	$10^{-21}$ — $10^{-22}$	$10^{-22}$
功率密度/( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	$10^6$ — $10^{10}$	$10^{11}$ — $10^{12}$

## 3 离子鞘层的形成及特征分析

### 3.1 束流空间电荷场特征

靶前的束流空间电磁场如图 1 所示. 该场影响靶区的带电粒子运动,同时又被带电粒子所影响. 对于相对论电子束,容易证明,电子能量受到微扰时,电子速度几乎不变. 因此,靶表面的电势变化对电子束的空间密度分布的影响可忽略. 因此可以把入射电子束在靶前形成的电磁场等效为外加恒定电磁场. 靶区生成的带电粒子将受到该场约束.

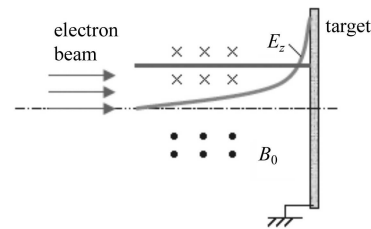


图 1 靶前束流空间电、磁场特征

### 3.2 热电子的发射和运动

靶区电子除入射电子外,还有:反射电子、入射电子激发的二次电子、中性原子/分子电离产生的电子、靶表面热发射电子、其他效应激发的电子(如光电效应). 分析发现,靶表面热电子的量很大,足以对离子运动造成影响. 而其他电子的量也并不小,只是描述相对困难,所以这里只关注热发射电子,而其他电子暂忽略,这是保守的做法.

随温度上升,金属的热电子发射将迅速增加. 实际热电子的发射和材料的表面状况关系密切,这里以文献[16]中提供的实验测得的 Ta 金属热发射特征参数进行计算. 热电子流满足公式(1),式中  $k$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是温度,  $kT$  用电子伏为单位表示,  $e\varphi$  代表材料表面逸出功,  $e\varphi = 4.19 \text{eV}$ ,  $\eta$  是发射系数,  $\eta = 0.55 \times 10^6 [A/m^2 K^2]$ ,

$$j = \eta T^2 \exp\left(\frac{-e\varphi}{kT}\right). \quad (1)$$

设轴向  $z$  垂直于靶表面, 发射出的热电子在  $z$  方向的平均动能为  $kT$ , 在横向  $x, y$  方向的平均动能为  $1/2kT$ . 由于束流在靶表面建立的电场轴向分量远大于径向分量, 而且束流的磁场还会对电子的径向运动产生约束, 所以可以忽略热电子的横向运动. 热电子的轴向速度满足

$$v_z = \sqrt{\frac{2kT}{m_e}}, \quad (2)$$

这里  $m_e$  代表热发射电子质量. 根据式(1)和(2), 得到热电子流平均密度公式

$$n_{\text{thermal}} = \frac{\eta T^{3/2} \exp(-e\phi/kT)}{e} \sqrt{\frac{m_e}{2k}}. \quad (3)$$

在图 2 中给出了热发射电流密度随靶表面温度变化的曲线. 图中 12MeV 和 20MeV 两点代表该温度下的热发射电流密度正好等于 CAEP 的 12MeV 和 20MeV 装置上束流密度. 对于新一代 LIA 来说, 通常钨靶可在 10ns 内被电子束加热到沸点. 所以, 热电子发射是很强烈的.

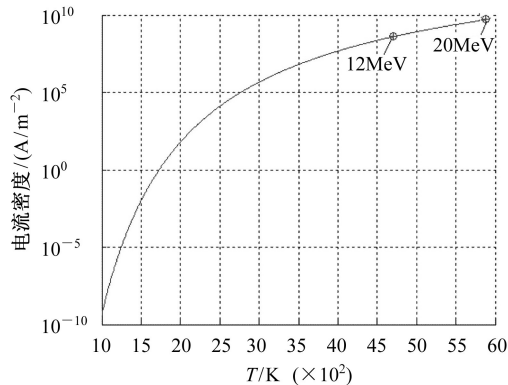


图 2 热发射电流密度随靶面温度的变化曲线

逃逸出靶面的热电子将受到束空间电荷场的阻止而返回, 于是靶表面将出现负电荷累计的现象. 这里先暂不考虑等离子体的产生, 只考虑负电荷层的形成及其对后续热电子的影响和自身的运动. 一方面, 它形成一个势垒, 将阻止靶表面发射的热电子穿越它;

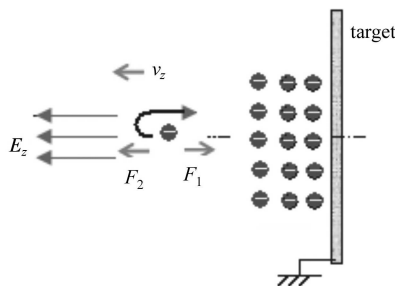


图 3 热电子的运动、累积示意图

另一方面, 它又会抵消其外表面的束流电场, 使得其外围的热电子逐渐向外扩张. 其过程的示意图见图 3.

可以用面电荷场强公式估算负电荷层抵消束流电场时的临界电荷密度

$$E_e = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad (4)$$

这里  $\sigma$  代表电荷面密度,  $\epsilon_0$  是真空介电常数,  $E_e$  是面电荷表面场强. 束流在靶前建立的空间电场强度在  $10^7-10^9\text{V/m}$  的范围. 于是要求负电荷层密度  $\sigma$  在  $10^{-4}-10^{-2}\text{C/m}^2$ . 假定热电子发射的持续时间仅  $5 \times 10^{-9}\text{s}$ , 达到要求的电荷层密度, 需要电流密度为:  $10^4-10^6\text{A/m}^2$ . 从图 2 中的发射电流密度曲线来看, 要达到这样的电流密度很容易.

这层负电荷对产生的正电荷粒子(单原子正离子和分子态离子)的影响是多方面的, 既有动力学行为影响, 又有电荷俘获、负离子形成等反应(因为这些电子能量很低, 仅 eV 量级, 所以其被俘获的几率大大增加). 这里只关心前者, 看负电荷层对离子动力学行为的影响. 而其余效应, 总的来说是降低正离子含量, 保守估计, 可以不考虑.

暂时不考虑正离子的影响和负电荷层自身的扩散, 可以根据热电子动能和束流电场大小计算出负电荷层的厚度在  $10^{-9}\text{m}$  的量级.

### 3.3 离子鞘层区的物理图像

前面孤立地分析了靶表面负电荷层的产生. 实际上, 这个过程中杂质气体在一直释放, 这些释放的中性分子/原子在其热运动过程中被入射电子束电离, 形成等离子体. 假定释放气体的温度等于 700K, 以水分子为例, 其热运动速度约 1000m/s, 可以在很短时间里穿过负电荷层. 也就是说大部分的等离子体是在负电荷层外表面生成.

现在, 把负电荷层和等离子体合在一块考虑, 在束流空间电荷场的影响下, 靶表面的正电荷和负电荷(包括负电荷层中的热电子)将趋向于玻尔兹曼分布. 离靶越近, 电位越高, 因此必然导致远离靶的一侧正离子相对密度高, 靠近靶的一侧电子相对密度高. 由于近靶面的电子密度足够大, 使得电势降集中在这个区域.

在图 4 中定性的给出了靶表面轴向的电子、离子密度分布曲线和电势变化曲线. 这里不再用负电荷层的表述方式, 而引入离子鞘层区的概念来描述这个过渡区. 通常等离子体和与其接触的器壁或电极之间存在一个离子鞘层过渡区, 可以把外场或是边界的影响

约束在该区域中. 而这儿的束流空间电荷场可以等效为加在靶上的外场. 于是, 整个靶区空间的正负电荷在此外电场的作用下, 将趋于某种分布, 该分布下, 正负电荷的自场足以屏蔽外场的影响, 这就形成了离子鞘层过渡区. 不同于一般的离子鞘层过渡区的是, 在这种情况下, 热电子的发射起着很大的作用, 一方面是因为它的电子密度足够高, 有很强的屏蔽能力, 另一方面这些热电子维持着鞘层区的动态平衡, 否则电子会很快通过碰壁而损失掉.

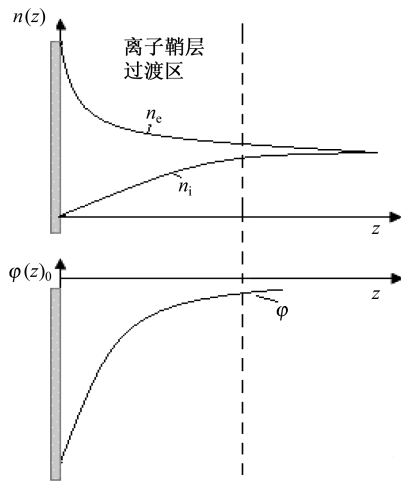


图 4 靶前轴向上电子密度、离子密度分布曲线(上), 势分布曲线(下)

### 3.4 回流离子的集团运动

最后才来看离子的运动. 由于鞘层的屏蔽作用, 大量的离子并不会得到束流空间电荷场的有效加速, 离子将以等离子体集团运动的形式扩张. 通常, 决定等离子体膨胀速率的因素有 3 个: 1) 外加电场对带电粒子的作用; 2) 粒子密度梯度引起的扩散运动; 3) 粒子和周边空间存在的温度梯度引起的热扩散运动. 我们认为等离子体的运动可能以热扩散速度和密度引发的扩散为主. 对照电极等离子体扩散速度的研究, 这种集团运动的速度可能在  $10^6 \text{cm/s}$  的量级.

对于这个模型, 单纯从概念上, 也可以从电偶层的角度来理解. 把近靶表面的电荷等效为负电荷层, 而离靶较远的正离子等效为正电荷层, 它们共同构成电偶层. 而电偶层在外场中会保持静止.

如果上述物理图像成立, 那么, 对现有的所有实验结果就很好解释了. 在目前的束脉冲持续时间里, 等离子体的运动尺度在 mm 量级, 自然, 这种情况下, LIA 中电子束打靶产生的离子不会在束脉冲持续期间对聚焦造成影响.

## 4 验证性实验设计

上述模型完全跳出过去的回流离子运动规律的描述框架, 需要实验的检验和修正. 拟采用 Mach-Zehnder 激光干涉仪结合高速分幅相机对靶区等离子体的状态和运动进行研究. 该方法可测量密度在  $10^{16} / \text{cm}^3$  以上较高密度的等离子体.

实验的原理性测量布局如图 5, 图中 M1, M2 为全反射镜, S1, S2 为分束器, L1, L2, L3 为透镜, F1 为滤光片, F 为成像平面.

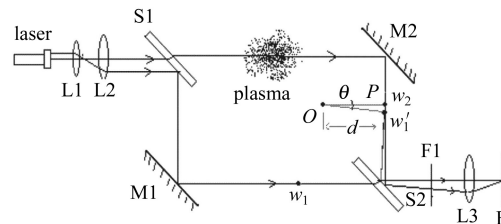


图 5 Mach-Zehnder 干涉法测量回流离子布局

其工作原理为: 激光器发出的相干光在 S1 的半反射面上分成两束, 一束作为探测光束, 经过待测的等离子体; 另一束作为参考光束. 两束光最终在 S2 上重新会合, 可形成相干像. 等离子体的密度分布可以通过比较相干像中干涉条纹相对于背景条纹的移动来获取<sup>[17]</sup>.

利用激光器、相机、加速器三者间的时序配合, 可以获得不同时刻的等离子体图像, 进而推出等离子体运动情况.

## 5 结论

强流电子束打靶过程中, 靶区物理背景复杂. 电子束轰击产生的等离子体和靶面之间可能存在离子鞘层过渡区. 该过渡区里近靶面电子密度相对较高, 而远靶面则正离子密度相对较高. 该离子鞘层过渡区可以屏蔽束流空间电荷场对正离子的加速作用. 因此, 用等离子体集团扩散运动来描述正离子的运动规律可能更准确. 如果这种物理图像成立, 则回流的离子就不会对束流聚焦构成危害, 这一点和已有的实验结果是吻合的, 但该物理图像是否准确, 还有待进一步的实验检验和修正.

## 参考文献(References)

- 1 Burns M J et al. DARHT Accelerators Update and Plans for Initial Operation. In: Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference. New York, U S, 1999. 617
- 2 Merle E et al. Status of the AIRIX Accelerator. In: Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference. New York, U S, 1999. 3260
- 3 DENG Jian-Jun et al. High Power Laser and Particle Beams, 2003, **15**(5):502—504 (in Chinese)  
(邓建军等. 强激光与粒子束, 2003, **15**(5): 502—504)
- 4 Welch D R, Hughes T P. Laser and Particle Beam, 1997, **16**(2): 285—294
- 5 Sampayan S, Buckles R, Caporaso G et al. Beam-Target Interaction Experiments for Bremsstrahlung Converter Applications. PAC99, 1303—1305
- 6 Vermare C, Davis H A, Moir D C. Physics of Plasmas, 2003, **10**(1): 277—284
- 7 LONG J D. Study on Backstreaming Ions Issue and Some Others of The Target Zone in Linear Induction Accelerator. PhD Thesis. Tsinghua, 2005 (in Chinese)  
(龙继东. 直线感应加速器中靶区回流离子等若干物理问题研究. 博士论文. 清华大学, 2005)
- 8 Kwan T J. IEEE Transactions on Plasma Science, 2000, **28**(1): 268—270
- 9 Oliver B V, Welch D R, Hughes T P. Beam-Target Interaction in Single- and Multi-Pulse Radiography. UCRL-CR-134271
- 10 LONG J D. HEP & NP, 2005, **29**(5): 501—506 (in Chinese)
- 11 Mesyats G A, Proskurovsky D I. Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Springer-verlag, 1989. 192—198
- 12 Hallal M P. The Onset of Breakdown in a Fast Pulsed Vacuum Diode. Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1991
- 13 Willis G. Investigation of Onset of Plasma Formation at Anode of Fast-Pulsed High Voltage Vacuum Diodes. Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1993
- 14 Wright C M. Time Resolved Measurements of Light Produced by Onset of Plasma Formation on Electrodes of Fast Pulsed High Voltage Diodes. Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1993
- 15 XU Xue-Ji, ZHU Ding-Chang. Gas Discharge Physics. Shanghai: Press of Shanghai University, 1995. 148—151 (in Chinese)  
(徐学基, 诸定昌. 气体放电物理. 上海: 复旦大学出版社, 1995. 148—151)
- 16 YANG Jin-Ji. Gas Discharge. Beijing: Science Press, 1983. 50 (in Chinese)  
(杨津基. 气体放电. 北京: 科学出版社, 1983. 50)
- 17 XIANG Zhi-Lin, YU Chang-Xuan. High Temperature Plasma Diagnostics Techniques (The Second). Shanghai: Press of Shanghai Science and Technology, 1982. 113 (in Chinese)  
(项志遴, 俞昌旋. 高温等离子体诊断技术(下册). 上海: 上海科学技术出版社, 1982. 113)

## A New Physical Image on Backstreaming Ions Study<sup>\*</sup>

LONG Ji-Dong<sup>1;1)</sup> LIN Yu-Zheng<sup>1</sup> SHI Jin-Shui<sup>2</sup> YU Hai-Jun<sup>2</sup>

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

2 (China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

**Abstract** Backstreaming ions issue is a major concern for new generation radiography facilities based on LIA (linear induction accelerator). Its theory based on dynamics of single particle driving by beam charge field predicts that the ions could bring adverse effect on beam focus, resulting in degrade of radiography resolution. The predicted phenomena have not been observed until now. A new physical image on ions movement is presented here. Through analysis, it is found that an ions sheath transition zone could form between the target surface and the plasma. The sheath zone could counteract the beam space charge field applied on the positive ions. So using mass movement of diffusion to study ions behavior may be more proper. A verification experiments on the new image is also given in the end.

**Key words** beam-target interaction, backstreaming ions, ion sheath, beam focus

---

Received 4 March 2005

<sup>\*</sup>Supported by Fundamental Research Foundation of National Defense Technology

1) E-mail: longjidadong@tsinghua.org.cn