

强流电子束入射角二维分布测量方法

胡杨 杨海亮 孙剑锋 孙江 张鹏飞

A method of measuring the incidence angle of intense electron beam

Hu Yang Yang Hai-Liang Sun Jian-Feng Sun Jiang Zhang Peng-Fei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 245203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.245203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.245203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强脉冲离子束辐照薄金属靶的热力学过程研究

Distribution and evolution of thermal field induced by intense pulsed ion beam on thin metal target

物理学报.2015, 64(17): 175204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.175204>

脉冲激光辐照液滴锡靶等离子体极紫外辐射的实验研究

Experimental study on laser produced tin droplet plasma extreme ultraviolet light source

物理学报.2015, 64(7): 075202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.075202>

离子通道中的虚阴极辐射

Plasma-based multistage virtual cathode radiation

物理学报.2014, 63(23): 235204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.235204>

二极管间隙距离对场致发射过程中空间电荷效应的影响

Influence of diode gap distance on space charge effects in field emission

物理学报.2012, 61(21): 215202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.215202>

强流电子束入射角二维分布测量方法*

胡杨 杨海亮† 孙剑锋 孙江 张鹏飞

(强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室, 西安 710024)

(西北核技术研究所, 西安 710024)

(2015年3月28日收到; 2015年7月24日收到修改稿)

电子束与靶物质相互作用时的入射角测量是强流电子束热-力学效应研究中的难点问题. 提出了一种新的基于覆盖不同厚度衰减片微型法拉第筒阵列的电子束入射角测量方法, 与现有方法相比, 可获得具有时域特性和位置分布的强流电子束入射角分布. 以此方法进行了入射角二维分布 (r, θ) 测量实验, 结果表明, 电子束入射角二维分布与束流箍缩情况紧密相关. 如果箍缩不明显, 则电子主要在自身做回旋运动的同时沿着电力线运动, 多以垂直或者小角度 (40° 以下) 轰击到阳极靶面; 如果箍缩明显, 受 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移影响, 电子束入射角度会明显变大, 从 40° 以下增至 60° 左右.

关键词: 强流电子束, 入射角, 测量方法, 法拉第筒阵列

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

DOI: 10.7498/aps.64.245203

1 引言

脉冲 X 射线辐照靶导致材料熔融、汽化、烧蚀、爆炸, 熔融汽化的材料飞溅, 在靶中产生热激波, 引起结构振动、变形、屈曲、塌陷和破裂等宏观破坏效应^[1]. 当前主要通过各类模拟源进行此类热力学效应试验, 如低能强流脉冲电子束或离子束、炸药加载和飞片实验等^[2]. 近年来, 从强流脉冲电子束这一模拟源上获得了大量的效应数据, 对脉冲 X 射线热-力学效应研究起到重要作用^[3-5].

能量沉积剖面是衡量强流电子束与脉冲 X 射线热力学效应的等效程度的重要判据. 电子束与靶物质相互作用时的入射角是决定能量沉积剖面的关键参数之一, 要调整能量沉积剖面以提高模拟脉冲 X 射线热-力学效应的逼真度, 就需要进行强流电子束入射角测量方法研究.

20 世纪 70 年代, 美国空军武器实验室和国际物理公司以 OWL-II 加速器为平台, 通过实验建立了基于 MLS 法 (multi-layer stacking)^[6] 的内过滤

法拉第筒与 Monte Carlo 模拟^[7] 相结合测量电子束等效入射角的方法. 国内关于这方面的研究起步较晚. 2002 年, 西北核技术研究所的黄建军等^[8] 参考国外的方法, 在“闪光二号”加速器 kJ/cm^2 级电子束二极管上进行了电子束等效入射角测量, 并得到了有价值的结果.

内过滤法拉第筒测量强流电子束等效入射角的原理是: 求出每一时刻电子束流透过 3 个轴向排列的不同厚度的石墨过滤片的透射系数, 通过关联二极管间隙电压得到对应时刻的电子束能量, 而后采用设定谱形函数逐次逼近的方法, 可计算出整个靶上电子束等效入射角的概率分布函数. 该方法须假定在某一时刻, 电子束以某一固定入射角与实验靶作用, 同时认为整个阳极靶面电子束在时间分辨尺度下是均匀的, 与实际情况有一定偏差.

本文提出了一种新的基于覆盖不同厚度衰减片的微型法拉第筒阵列测量强流电子束入射角的方法, 可测量限定时刻下阳极靶面不同位置处的电子束入射角概率分布, 简称为 MMLS (modified

* 国家自然科学基金 (批准号: 11305128, 11505142) 和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 (批准号: SKLIPR1503) 资助的课题.

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

multi-layer stacking) 法. 研制了适用于该方法的测量装置, 测量得到了强流电子束入射角的二维 (r, θ) 分布. 结果与仿真结果一致, 符合理论预期, 表明该方法是可行的.

2 电子束入射角分布测量方法

2.1 MMLS 法原理

电子束入射角指的是电子束入射方向与材料表面法线间的夹角. 同一能量电子束以不同入射角度轰击足够厚的衰减片时, 其入射深度不同 (指与靶表面垂直方向的深度) [9]. 一般而言, 入射角度 θ 越大, 入射深度越浅. 对于能量为 E 、束流强度为 I 的电子束, 轰击厚度在其射程之内的一系列厚度不同的衰减片, 其透射束流强度 i 不同. i 为衰减片厚度 d 和入射角 θ 的函数, 可记为 $i(d, \theta)$. 该透射束流可通过 Monte Carlo 方法进行较精确的计算, 再设置与理论计算相一致的物理过程进行实验, 测得入射束流 I 和透射束流 i , 由理论和实验的对应关系, 即可解出实际的电子束入射角分布, 其原理如图 1 所示.

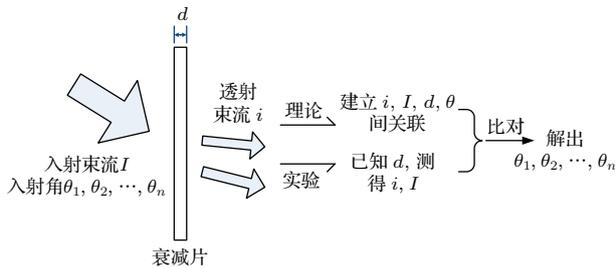


图 1 MMLS 法测量原理示意图

Fig. 1. Schematic diagram of MMLS.

实际实验中, 强流电子束入射角随时间变化, 且靶面不同位置处入射角亦不相同. 要进行入射角测量, 必须首先限定时刻 (即电子束能量) 和靶面位置. 如图 2 所示, 将多个微型法拉第筒作为一组 (目前 5 个为一组), 只要微型法拉第筒阵列尺寸足够小, 即可认为该阵列范围内 (r, θ)—($r + \Delta r, \theta + \Delta \theta$) 的电子束入射角分布及其随时间的变化是一致的. 在每个法拉第筒的准直孔前覆盖不同厚度的衰减片, 用法拉第筒收集透过不同厚度衰减片的电子, 可得到该条件下的电子束透射系数. 同一时刻下 (认为入射电子束流为单能), 入射角度分布不同, 透射系数不同. 在此基础上求出该时刻下该位置处的电子束入射角分布.

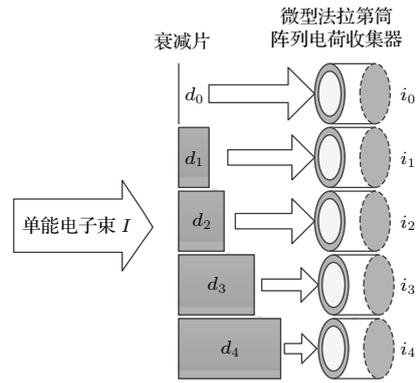


图 2 MMLS 法测量入射角装置示意图

Fig. 2. Sketch of the device applicable to MMLS.

在线测量强流脉冲电子束流强度 $I(t)$ 和轰击不同厚度衰减片后的束流强度 $i(t, d)$. 关联 t 时刻二极管间隙电压, 即得该时刻下入射电子束能量 E . 那么, 时刻 t (或者说能量 E) 下的束流透射系数为

$$\alpha_{\text{exp}}(E, d) = i(t, d)/I(t), \quad (1)$$

注意到, 实验得到的 α_{exp} 是同一时刻 (E 相同) 大量电子以不同入射角轰击到衰减片上的透射系数的叠加, 因此有

$$\alpha_{\text{exp}}(E, d) = \int_0^{\theta_{\text{max}}} f(\theta) \alpha(E, d, \theta) d\theta, \quad (2)$$

其中, $\alpha(E, d, \theta)$ 为理论计算的能量为 E 的电子以入射角 θ 轰击厚度为 d 的衰减片的透射系数, $f(\theta)$ 为电子束入射角分布函数, 最大积分角度 θ_{max} 由准直孔角度确定. 其物理意义是: 同一时刻, 相同能量的大量电子轰击到衰减片上, 由于这些电子存在一个入射角分布, 所以实验得到的 $\alpha_{\text{exp}}(E, d)$ 是各个电子以 $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$ 等角度入射后的透射系数的叠加值. 实际工作中得到各角度所占比例即可, 故 (2) 式从离散角度亦可写作:

$$\alpha_{\text{exp}}(E, d) = \sum_{\theta=0^\circ}^{\theta_{\text{max}}} p(\theta) \alpha(E, d, \theta), \quad (3)$$

$p(\theta)$ 为归一化的电子束入射角分布函数, 即电子以 θ 角入射的概率.

利用 (3) 式, 通过穷举法, 或者人为设定 $p(\theta)$ 和反复迭代逼近的方法, 即可求出 t 时刻电子束入射角分布. 显然, 实验测得的 $\alpha_{\text{exp}}(E, d)$ 愈多, 即实验设置的衰减片的厚度层数越多, 计算得到的电子束入射角分布愈精确.

2.2 入射角分布算法

依据入射角分布的测量计算原理, 采用较简明的大规模抽样遴选的方式, 寻找与实验结果相符合的入射角分布, 其算法如图 3 所示.

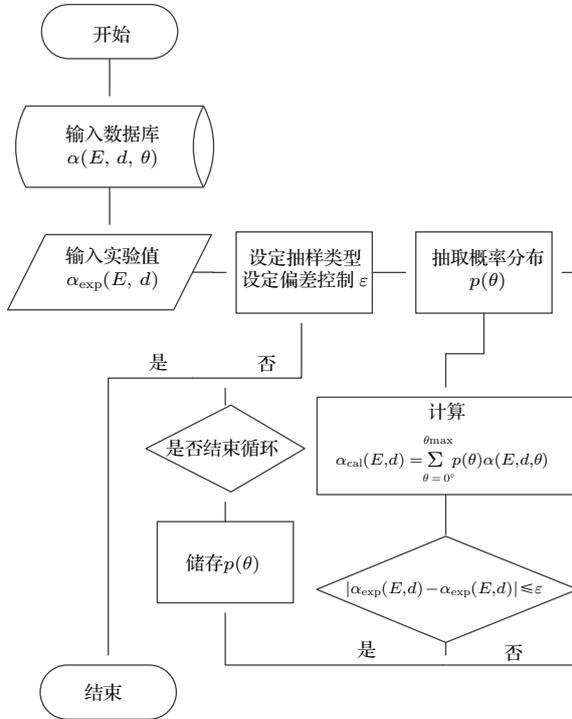


图 3 电子束入射角分布算法流程图

Fig. 3. Algorithm of computation of electron beam incidence angles.

首先输入建立好的数据库 $\alpha(E, d, \theta)$ 和实验测得的透射系数 $\alpha_{\text{exp}}(E, d)$, 在限定时间 t 和入射能量 E 的前提下, 设定抽样类型 (如正态分布抽样、指数分布抽样等) 和误差控制值 ε , 进行大规模的抽样选择, 每抽出一个分布, 即利用该分布结合数据库计算出实验条件下的理论透射系数 $\alpha_{\text{cal}}(E, d)$, 当计算出的几个透射系数结果对于不同 d 值均满足 $|\alpha_{\text{exp}}(E, d) - \alpha_{\text{cal}}(E, d)| \leq \varepsilon$ 时, 则认为抽取的分布 $p(\theta)$ 即为当前能量 E 和位置 s 下的入射角概率分布.

3 入射角二维分布测量

3.1 实验布置

强流电子束入射角测量实验在“剑光一号”前级水线上进行. Marx 充电电压为 25 kV, 二极管间隙电压峰值约为 600 kV. 石墨阴极直径 100 mm, 阴

阳极间隙 10 mm, 二极管阻抗约 6 Ω . 如图 4 所示, 以不锈钢准直板为阳极, 直接将法拉第筒阵列安装孔加工在准直板上. 在法拉第筒阵列安装孔上加工 5 个对应的 $\phi 0.5$ mm 的 120° 倒 V 形准直孔, 保证可收集到大角度入射的电子.

该设计下, 单个法拉第筒最大可测束流密度 38 A/mm^2 . 采用直流高压间隙放电的方式对测量回路进行了标定. 标定实验结果表明, 在脉冲前沿为 40 ns 时, 多个法拉第筒探头的一致性较好, 测量回路响应满足要求. 对比测量信号与标准线圈 (Pearson Coil 411) 的信号波形, 得灵敏度为 0.039 A/V .

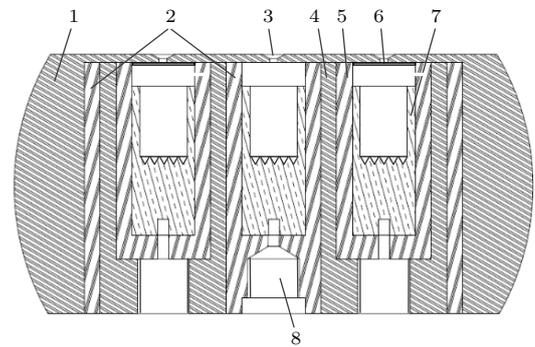


图 4 入射角测量实验装置装配剖面图 1, 不锈钢阳极 (准直板); 2, 蜂窝状有机玻璃安装模块体; 3, V 形准直孔; 4, 不锈钢屏蔽筒; 5, 有机玻璃绝缘套筒; 6, 铝膜衰减片; 7, 高纯石墨收集体; 8, 同轴转接器安装孔

Fig. 4. Assembly section of incidence angles measurement device: 1, stainless steel anode (collimating plate); 2, installed module body of alveolate methylmethacrylate (PMMA); 3, collimating hole of V shape; 4, magnetic shielding tube of stainless steel; 5, insulative sleeve of PMMA; 6, aluminum coated attenuation slices; 7, high-purity graphite collector; 8, installing hole of coaxial adaptor.

3.2 实验结果

由电子束入射角测量原理可知, 微型法拉第筒阵列范围内的束流密度的一致性是整个实验的前提. 首先进行的一致性测量实验^[10]结果显示, 阳极靶面中心处束流密度高于靶面其他位置, 靶面束流存在弱箍缩, 束流局部均匀, 大面积不均匀. 电子束流约从 28 ns 开始箍缩, 58 ns 左右箍缩开始减弱. 在单个阵列范围内, 电子束流是一致的, 满足实验要求.

实验选择铝膜作为覆盖在法拉第筒前的衰减片, 设置了 4 种厚度, 依次为 0.05, 0.25, 0.40 和 0.60 mm. 选择了 $(0 \text{ mm}, 0^\circ)$, $(25 \text{ mm}, 135^\circ)$,

(36 mm, 270°)三个典型位置进行入射角测量, 每个阵列按厚度逆时针依次编号1—4, 阵列中心法拉第筒不覆盖衰减片, 如图5(a)所示. 实验测量得到了不同时刻不同能量电子透过各个厚度衰减片的透射系数. 由于仅有能量大于400 keV的电子才能透过0.60 mm厚的衰减片, 选择36—65 ns时间段进行分析. 为减小误差, 以5 ns为一单位进行积分离散, 关联二极管电压, 认为每一时间段入射

的电子束是单能的. 同时建立对应能量以不同角度入射角实验中4种厚度衰减片的透射系数数据库. 为减小运算量, 按照每5°做离散处理, 即认为0°—4°, 5°—9°等为同样概率分布, 按照图3的算法编制了入射角分布Matlab计算程序, 得结果如图5(b)—(d)所示. 所有入射角分布计算出的透射系数与实验所得系数间的相对偏差 $\Delta\varepsilon$ 最大值均小于5%, 平均偏差均小于3%.

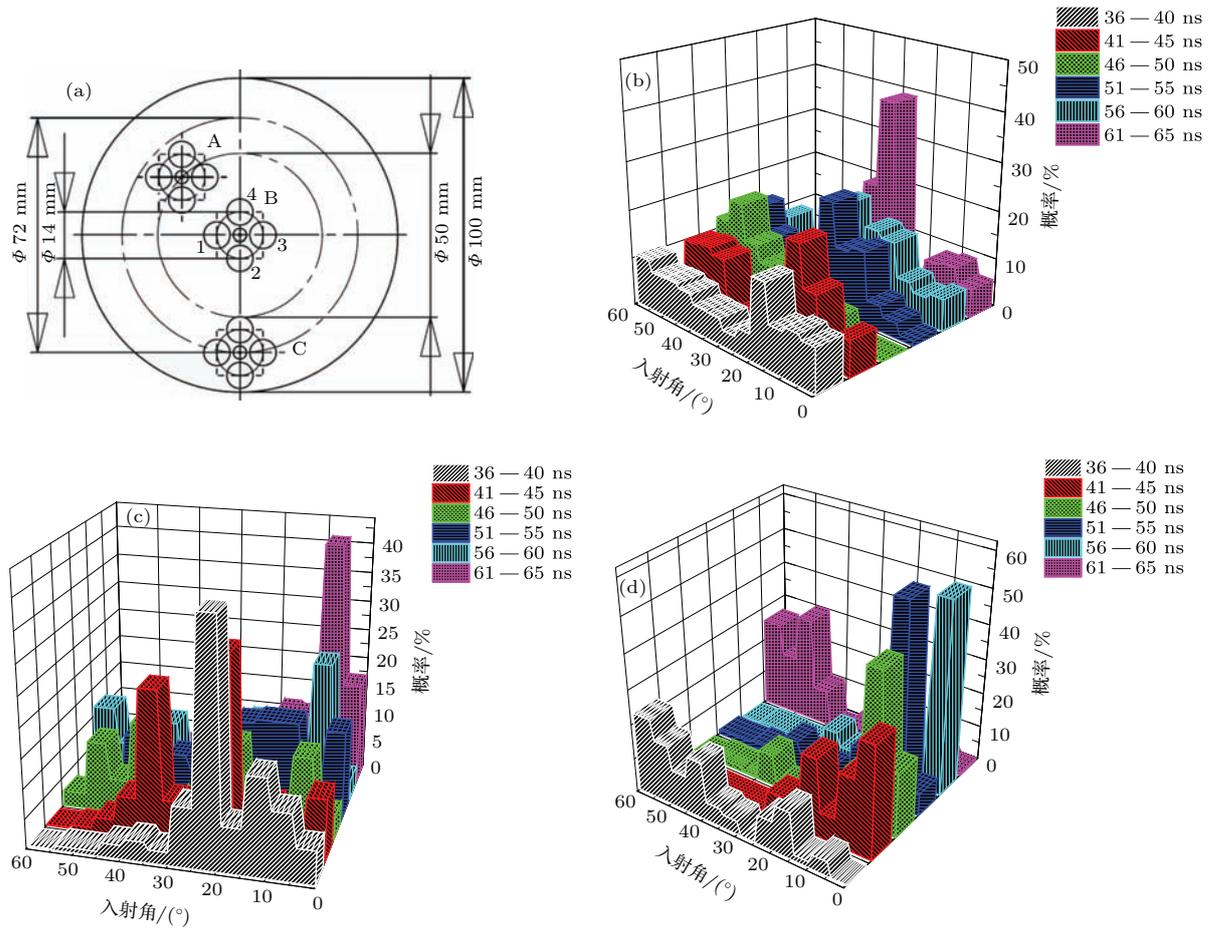


图5 入射角测量实验结果 (a) 阳极靶面法拉第筒阵列位置; (b) 距靶心25 mm (阵列A)处入射角分布示意图; (c) 阳极靶心(阵列B)处入射角分布示意图; (d) 靶面边沿(阵列C)处电子束入射角分布

Fig. 5. Results of incidence angles measurement: (a) Position of Faraday cup array; (b) incidence angles on the position of array A; (c) incidence angles on the position of array B; (d) incidence angles on the position of array C.

3.3 入射角测量结果讨论

为便于对入射角测量结果进行对比分析, 利用粒子模拟软件尤普建立了二极管的全尺寸PIC (particle in cell) 模型^[11], 馈入实测的二极管电压(图6(a)), 对强流电子束的入射角二维分布进行了仿真, 仿真结果如图6(b)—(d)所示.

一致性测量结果与入射角二维分布仿真结

果表明, 实验二极管经历了Child-Langmuir流阶段^[12]、弱箍缩阶段和稳态箍缩流阶段. 在弱箍缩流阶段, 二极管电流超过临界电流 I_{cr} , 束流自磁场使外层电子轨道弯曲, 二极管内的主要特征是电子沿着等位线自洽地向阳极流动($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移)^[13]. 本实验中, 强流电子束入射角分布变化与二极管箍缩情况紧密相关.

由图5(b)可知, 在36—65 ns的整个时间段

内, 距靶面中心 25 mm 处的入射角分布呈“由 10°—20° 向 40°—50° 变化而后再减小到 30°—40° 附近”的趋势. 在箍缩较剧烈的时间段 41—55 ns, 该处入射角在 20° 以下的电子很少. 大致的分布规律与仿真结果图 6(b) 相符.

如图 5(c) 所示, 靶心处的电子束入射角分布特点是 30° 以下始终占大多数. 除在箍缩较剧烈的时间段 35°—55° 的入射角占到 40% 左右外, 其他时间段入射角在 30° 以下的电子所占比重超过了 70%. 这个结果与弱箍缩流的理论预期以及图 6(c) 的仿真结果是一致的. 电子束并没有达到强箍缩

的程度, 即直接箍缩轰击到靶面中心的电子数目较少. 靶面中心处的电子大部分还是在自身做回旋运动的同时沿着电力线运动, 以小角度 (<40°) 轰击到阳极靶上.

图 5(d) 显示靶面边沿处的电子束入射角分布受箍缩影响较大, 图 6(d) 的仿真结果与实验结果基本一致. 在箍缩前期 (36—40 ns) 和箍缩后期 (61—65 ns), 入射角在 45° 以上的电子比重占到了 50%—60%, 而箍缩中间时期, 由于大部分电子都向靶心方向箍缩, 轰击到边沿处的少量电子束的入射角 70% 以上小于 20°.

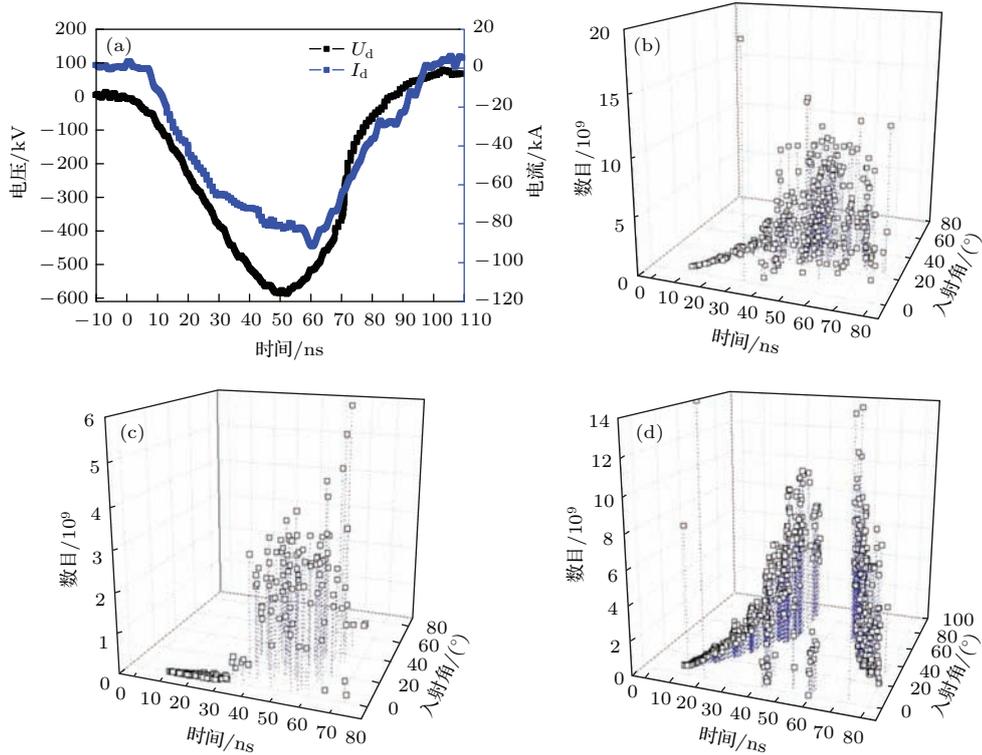


图 6 (网刊彩色) 电子束入射角二维分布仿真结果 (a) 馈入的实测二极管电压电流波形; (b) 距靶心 25 mm (阵列 A) 处入射角分布仿真结果; (c) 阳极靶心 (阵列 B) 处入射角分布仿真结果; (d) 靶面边沿 (阵列 C) 处电子束入射角分布仿真结果; 每刻度最大点数 (speed mode) (b) 为 500, (c) 为 230, (d) 为无限

Fig. 6. (color online) Simulation results of electron beam incidence angles: (a) Waveforms of diode voltage and current; (b) simulation result of incidence angles on the position of array A; (c) simulation result of incidence angles on the position of array B; (d) simulation result of incidence angles on the position of array C; Speed mode (b) 500, (c) 30, (d) off.

4 结 论

提出了测量强流电子束入射角二维分布的 MMLS 法, 即以不同入射角电子束透过不同厚度衰减片的透射系数为媒介, 结合 Monte Carlo 方法, 通过大规模递选迭代的方式得到电子束入射角. 研制了适用于 MMLS 法的强流电子束二维分布测量装

置, 首次得到了强流电子束不同时刻下靶面不同位置的入射角分布.

入射角测量结果表明, 电子束入射角的分布主要受束流箍缩情况影响. 对于弱箍缩二极管阳极靶面中心及其附近位置来说, 束流箍缩不明显时, 电子主要沿着电力线运动, 多以垂直或者小角度 (40° 以下) 轰击到靶面; 箍缩开始后, 受 $E \times B$ 漂移影响, 轰击到这些位置的电子束入射角度会明显增

大, 从 40° 以下增至 60° 左右. 对于阳极靶面边沿位置而言, 由于电子束流是由靶边沿向靶心箍缩, 故在箍缩剧烈的时间段内, 大量电子向靶心运动, 仅有少量电子以小角度轰击到该位置.

参考文献

- [1] Qiao D J 2012 *Pulsed X-ray Thermal-mechanical Effects and Fundament of Nuclear Hardening Techniques* (Beijing: National Defense Industry Press) p1 (in Chinese) [乔登江 2012 脉冲X射线热-力学效应及加固技术基础 (北京: 国防工业出版社) 第1页]
- [2] Oswald Jr R B, McLean F B, Schallhom D R, Oldham T R 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 3563
- [3] Qiu A C, Zhang J S, Peng J C, Yang H L, He X P, Shi L, Tang J P, Zhou N, Ding S, Niu S L 2002 *Nuclear Techniques* **25** 714 (in Chinese) [邱爱慈, 张嘉生, 彭建昌, 杨海亮, 何小平, 石磊, 汤俊萍, 周南, 丁升, 牛胜利 2002 核技术 **25** 714]
- [4] Yang H L, Qiu A C, Sun J F, Gao Y, Su Z F, Li J Y, Sun F J, Liang T X, Yin J H, Cong P T, Huang J J, Ren S Q 2009 *Engin. Sci.* **11** 70 (in Chinese) [杨海亮, 邱爱慈, 孙剑锋, 高屹, 苏兆峰, 李静雅, 孙凤举, 梁天学, 尹佳辉, 丛培天, 黄建军, 任书庆 2009 中国工程科学 **11** 70]
- [5] Yang H L, Qiu A C, Zhang J S, He X P, Sun J F, Peng J C, Tang J P, Ren S Q, Ouyang X P, Zhang G G, Huang J J, Yang L, Wang H Y, Li H Y, Li J Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 406 (in Chinese) [杨海亮, 邱爱慈, 张嘉生, 何小平, 孙剑锋, 彭建昌, 汤俊萍, 任书庆, 欧阳晓平, 张国光, 黄建军, 杨莉, 王海洋, 李洪玉, 李静雅 2004 物理学报 **53** 406]
- [6] Chen N, Jing X B, Gao F, Zhang L W, Yin Z J, Li S P 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 785 (in Chinese) [陈楠, 荆晓兵, 高峰, 章林文, 阴泽杰, 李世平 2012 强激光与粒子束 **24** 785]
- [7] Yang H L, Qiu A C, Zhang J S, Huang J J, Sun J F 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 778 (in Chinese) [杨海亮, 邱爱慈, 张嘉生, 黄建军, 孙剑锋 2002 强激光与粒子束 **14** 778]
- [8] Huang J J 2003 *M. S. Dissertation* (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)]
- [9] Ji C S 1990 *Handbook of Nuclear Radiation Detectors & Their Experiment Techniques* (Beijing: Nuclear Power Press) p33 (in Chinese) [汲长松 1990 核辐射探测器及其实验技术手册 (北京: 原子能出版社) 第33页]
- [10] Hu Y, Yang H L, Sun J F, Sun J, Zhang P F, Li J Y 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 054002 (in Chinese) [胡杨, 杨海亮, 孙剑锋, 孙江, 张鹏飞 2015 强激光与粒子束 **27** 054002]
- [11] Li Y D, Wang H G, Liu C L, Zhang D H, Wang J G, Wang Y 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **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]
- [12] Zuo Y H, Wang J G, Zhu J H, Fan R Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 016204 (in Chinese) [左应红, 王建国, 朱金辉, 范如玉 2012 物理学报 **61** 016204]
- [13] Miller R B 1982 *Introduction to the Physics of Intense Charged Particles* (New York, London: Plenum Press) pp67-70

A method of measuring the incidence angle of intense electron beam*

Hu Yang Yang Hai-Liang[†] Sun Jian-Feng Sun Jiang Zhang Peng-Fei

(State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect, Xi'an 710024, China)

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

(Received 28 March 2015; revised manuscript received 24 July 2015)

Abstract

In recent years, a great many of effect data obtained from the high current pulsed electron beam play an important role in the studying of X-ray thermal-mechanical effects. Energy deposition profile is the criterion to measure the equivalence of thermal-mechanical effects between high-current electron beam and X-rays. To adjust the energy deposition profiles to improve the equivalence of the simulations of X-ray and thermal-mechanical effect, the intense electron beam energy deposition profile measurement should be studied. Two-dimensional distribution measurement which is an important part of the energy deposition profile is to obtain a two-dimension (r, θ) incidence angle distribution. A new method of measuring the incidence angle based on small Faraday cup array covered with aluminum films, called modified multi-layer stacking, is presented in this paper. With the help of the filtered Faraday cups, the transmission fraction of the electron beam confined at a specific position and time is stored. Two-dimension incidence angle distribution on the anode target that changes over the working time is obtained with these transmission fractions by computer calculation. The result indicates that the two-dimension incidence angle distribution has a close relationship with the pinch of the beam. The electrons tend to move vertically to the equipotential line when the diode is under Child-Langmuir flow, then they hit the target in a small angle range ($<40^\circ$). When the beam starts to pinch, as a consequence of the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift, the trajectory of the electrons becomes a slanted helix with pitch changing. The incidence angle then increases to about 60° from small angle.

Keywords: intense electron beam, incidence angle, measurement method, Faraday cup array

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

DOI: 10.7498/aps.64.245203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11305128, 11505142) and State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, China (Grant No. SKLIPR1503).

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