

低能电子穿越玻璃直管时倾角依赖的输运动力学

李鹏飞 袁华 程紫东 钱立冰 刘中林 靳博 哈帅 张浩文 万城亮 崔莹 马越 杨治虎 路迪 Reinhold Schuch
黎明 张红强 陈熙萌

Dynamics of low energy electrons transmitting through straight glass capillary: Tilt angle dependence

Li Peng-Fei Yuan Hua Cheng Zi-Dong Qian Li-Bing Liu Zhong-Lin Jin Bo Ha Shuai Zhang Hao-Wen
Wan Cheng-Liang Cui Ying Ma Yue Yang Zhi-Hu Lu Di Reinhold Schuch Li Ming Zhang
Hong-Qiang Chen Xi-Meng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 084104 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212335

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212335>

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

低能电子在玻璃管中的稳定传输

Stable transmission of low energy electrons in glass tube with outer surface grounded conductively shielding

物理学报. 2022, 71(7): 074101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212036>

重离子在碳化硅中的输运过程及能量损失

Transport process and energy loss of heavy ions in silicon carbide

物理学报. 2021, 70(16): 162401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210503>

质子照相中基于能量损失的密度重建

Density reconstruction based on energy loss in proton radiography

物理学报. 2018, 67(20): 206101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181039>

利用质子能损检测气体靶区有效靶原子密度的实验研究

Experimental investigation on diagnosing effective atomic density in gas-type target by using proton energy loss

物理学报. 2018, 67(4): 044101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172028>

腔体结构参数对毛细管放电型脉冲等离子体推力器放电特性的影响

Influence of cavity configuration parameters on discharge characteristics of capillary discharge based pulsed plasma thruster

物理学报. 2021, 70(23): 235204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211198>

银纳米线表面等离激元波导的能量损耗

Energy loss of surface plasmon polaritons on Ag nanowire waveguide

物理学报. 2018, 67(24): 247302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20182085>

低能电子穿越玻璃直管时倾角依赖的输运动力学*

李鹏飞¹⁾ 袁华¹⁾ 程紫东¹⁾ 钱立冰²⁾ 刘中林¹⁾ 靳博¹⁾ 哈帅¹⁾
 张浩文¹⁾ 万城亮¹⁾ 崔莹¹⁾ 马越³⁾ 杨治虎⁴⁾ 路迪⁵⁾
 Reinhold Schuch⁶⁾ 黎明⁷⁾ 张红强^{1)8)†} 陈熙萌^{1)‡}

1) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

2) (湖北科技学院核技术与化学生物学院, 咸宁 437100)

3) (RIKEN Nishina Center, RIKEN, Wako, 351-0198, Japan)

4) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

5) (Department of Physics, University of Gothenburg, SE-41296 Gothenburg, Sweden)

6) (Physics Department, Stockholm University, SE-10691 Stockholm, Sweden)

7) (中国工程物理研究院电子工程研究所, 绵阳 621900)

8) (兰州大学稀有同位素前沿科学中心, 兰州 730000)

(2021 年 12 月 17 日收到; 2022 年 1 月 10 日收到修改稿)

采用 900 eV 能量的电子对直玻璃管进行了穿透实验, 测量了玻璃管在倾角为 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 时充电过程角分布的时间演化, 以及平衡态下出射电子能谱. 发现穿透率随时间先下降后上升最后趋于平稳, 下降的时间随倾角的增大而减小. 当倾角为 -0.4° 和 -1.15° 时, 电子穿透率下降到最低点时几乎看不到穿透电子 (穿透率小于 3%), 这种穿透率最低点状态保持时间随倾角增大而增大. 穿透电子的角分布中心随着时间变化. 在平稳状态时, 发现穿透电子的能量损失随倾角增大而增大. 采用蒙特卡罗方法模拟了电子经过管壁不同次数反射后的能谱, 与测量能谱进行对比, 发现 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 倾角下, 穿透电子分别经历了管壁的一次、两次和三次与表面的反射过程. 基于此, 本文对电子穿越玻璃管的充电过程动力学给出了物理解释. 实验结果和理论分析表明, 在小倾角下玻璃管内能形成宏观负电荷累积, 排斥后续电子形成反射, 增加电子出射概率, 这对应用绝缘体微结构, 例如玻璃微管产生稳定的电子微束具有重要的参考意义.

关键词: 电子, 能量损失, 充电过程, 玻璃毛细管

PACS: 41.85.Ja, 41.85.Lc, 41.75.Fr

DOI: 10.7498/aps.71.20212335

1 引言

利用绝缘毛细管对带电粒子进行整形与聚焦是近期被广泛研究的课题^[1–18]. 这种方法价格低

廉、体积小巧、操作简单而且不需要外接电源. 对于带正电的低能高电荷态离子, 由于其在绝缘通道中存在导向效应^[19], 利用玻璃毛细管对其进行整形与聚焦, 不会发生电荷态交换和能量损失. 目前, 高电荷态离子在绝缘通道中输运过程的物理机制

* 国家自然科学基金 (批准号: U1732269, 11805169)、中央高校基本科研业务费 (批准号: lzujbky-2021-sp41) 和瑞典科研与教育国际合作基金 (STINT) (批准号: IB2018-8071) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhanghq@lzu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: chenxm@lzu.edu.cn

已经被研究清楚^[20–26]: 对于低能离子, 初始入射离子的电荷沉积在通道内壁表面, 自组织形成电荷斑, 电荷斑的库仑场阻止后续入射离子与内壁碰撞, 而使后续离子沿着通道的轴向直接出射; 对于高能离子, 离子不能完全被电荷斑的库仑场偏转而与管壁碰撞, 必须考虑散射过程^[25]. Liu 等^[27–29]也开展了对带电粒子在绝缘通道中输运机制的实验和理论探索, 为理解输运过程的机制做出了贡献. 基于大量的实验和理论工作的积累, 利用玻璃毛细管对高电荷态离子进行聚焦来制造微束已在多个实验室中实现^[1,11,13–18].

然而对于带负电的电子, 其在绝缘微孔膜中的输运过程与高电荷态离子完全不同^[30]. 穿透电子有明显的能量损失, 充电曲线也与高电荷态离子迥异, 且在不同的材料中, 甚至出现完全相反的充电趋势^[31–36]. 这说明电子在绝缘微孔中发生的物理过程要比高电荷态离子复杂得多. 通过模拟计算^[37], 一些研究认为镜面散射和多次小角度散射是穿透电子经历的主要物理过程, 而入射电子基本不会在微孔表面形成负电荷斑. 由于二次电子激发, 微孔内壁表面可能会形成正电荷斑, 因而会吸引而不是排斥后续电子. 这种电荷沉积模式会导致穿透电子强度随时间的变化而减小. 但这种机制只能对电子的一部分实验结果进行解释, 如 Al_2O_3 微孔膜的实验结果^[33]. 而对于电子在其他材料 (如 PET 微孔膜^[31]) 中, 穿透电子强度随时间的变化而增强, 另一些研究者认为这是由于电子特殊的沉积深度以及对应的电场强度变化导致的^[31,34–36]. 而在电子穿越单玻璃管的研究中, 情况更加复杂, 穿透电子发生不稳定的振荡^[4,5], 甚至出现了多个穿透电子斑的情况^[8,9]. 对于电子穿越绝缘通道的研究, 电荷的沉积模式仍有争议, 其中的物理机制仍需要大量的实验和计算工作来理解.

我们之前开展了一系列低能电子穿越单根玻璃管的实验^[7,10,38], 电子能量从 900–1500 eV, 束流密度从 20 fA/mm²–400 pA/mm², 玻璃管种类从直管到锥管, 其中直管又分为裸玻璃管和外层导电屏蔽的玻璃管. 通过实验可总结出低能电子在玻璃管中进行稳定输运的实验条件^[38]: 1) 玻璃管外壁和出入口两端涂导电层并接地; 2) 在条件允许的情况下, 尽量选择较低能量的电子; 3) 合适的电子束密度. 本文采用 900 eV 电子, 对导电屏蔽的玻璃管在不同倾角下对充电过程中角分布随时间

演化过程进行测量, 通过分析穿透电子的穿透率、角分布以及能谱特征, 研究了电子在玻璃管中的输运机制, 并结合模拟计算对实验结果进行解释.

2 实验装置

本次低能电子穿越导电屏蔽的玻璃圆形毛细管实验在兰州大学的低能粒子实验平台^[7,10,38]完成. 能量为 900 eV 的电子束从电子枪引出后经过一次 90° 偏转, 然后被偏转板透镜组偏转和聚焦后由一对可调狭缝准直, 之后被螺线管再次准直进入 μ 金属制作的靶室. 该靶室可以屏蔽外部磁场. 电子束的束斑大小为 2 mm × 2 mm, 束流的发散角被控制在 0.5° 以内, 束流密度为 −0.8 pA/mm². 靶室的真空度优于 5×10^{-8} mbar (1 mbar = 100 Pa). 穿越玻璃毛细管的电子先经过能量分析栅网组, 再被二维微通道板荧光屏探测器探测. 能量分析栅网组由三片等间距栅网组成, 中间栅网加可调负电压, 前后两片栅网接地. 二维探测器可以同时获取计数和角分布信息. 整个装置放置在一个三维赫姆霍兹线圈内, 防止地磁场影响电子束的传输. 用五维调节装置控制玻璃管沿着上下、左右、前后 3 个空间维度平移, 同时在水平面和铅锤面两个平面上旋转. 玻璃管的倾角、仰角分别是水平面内的旋转角和铅锤面内的旋转角^[7,10,38]. 探测器的观测角度同样分为水平面内的 ϕ 角和在铅锤面上的 θ 角^[7,10,38]. 实验所用的高硼硅玻璃圆形毛细管内径为 0.5 mm, 长为 28.5 mm, 用纵横比计算出几何张角为 1°. 一片铝箔被紧靠在玻璃入口端, 并在玻璃管入口中心处开一个略小于玻璃管直径的圆形孔. 将玻璃管外壁和入口出口两个端面涂上导电银胶, 进行电子的穿透测量. 实验设备示意图见图 1.

3 实验结果

图 2 展示了在充电达到稳态时, 穿透电子的穿透率随玻璃毛细管倾角的变化曲线. 穿透电子强度在 $\pm 0.5^\circ$ 倾角内随倾角变化剧烈, 当倾角为 -0.5° – -1.2° 时, 穿透电子强度随倾角微弱变化. 当倾角为 -1.5° 时, 穿透电子强度基本为 0. 在 $\pm 1^\circ$ 倾角内的穿透电子强度随倾角的变化规律与文献^[38]中报导的结果类似. 与之前不同的是, 在倾角大于几何张角时, 也观察到了穿透电子.

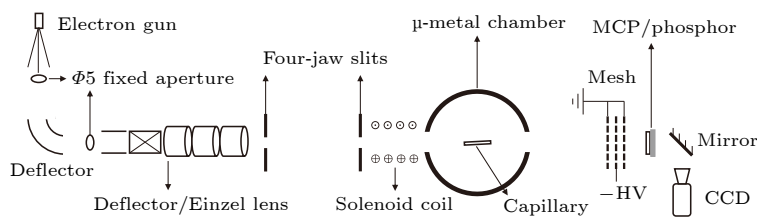


图1 实验设备示意图

Fig. 1. A schematic drawing of the experimental setup.

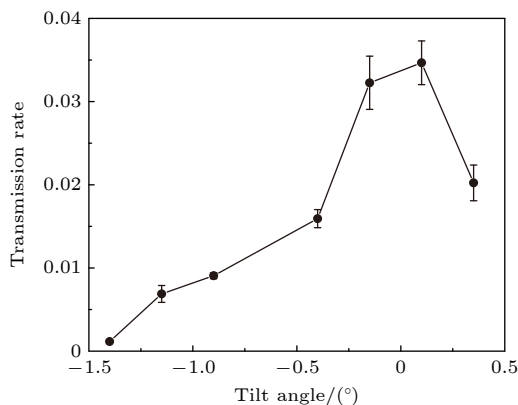


图2 900 eV 电子涂导电胶玻璃毛细管的穿透率随倾角变化的分布曲线

Fig. 2. The steady-state values of the transmission rate as a function of the tilt angle for 900 eV electrons through conductive-coated glass capillary.

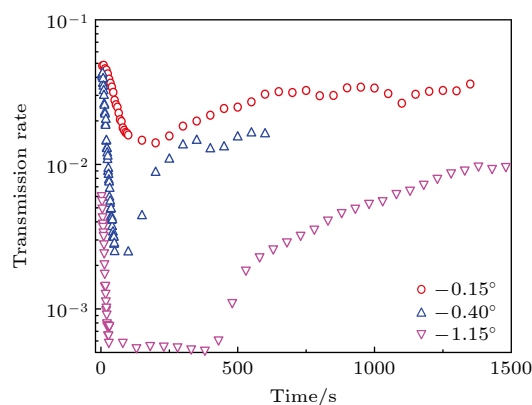


图3 不同倾角下, 900 eV 电子对涂导电胶的玻璃毛细管的充电过程中, 穿透率随时间的演化曲线

Fig. 3. The measured time evolution of the transmission rates of the charge-up process in the glass capillary at various tilt angles for 900 eV electrons.

由 -0.15° 倾角开始, 对电子在玻璃管中的充电过程进行测量. 向负角度方向每移动 0.25° 进行一次充电, 一直到 -1.15° . 每次测量前都不对玻璃管进行放电, 上个角度充电完成后立即移到当前角度进行充电测量. 图3展示了电子对倾角为 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 的玻璃管进行充电时, 穿透电子强度随充电时间变化的充电曲线. 在这3个倾角下, 穿透率曲线都随充电时间呈先下降后上升直至平稳的趋势. 在 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 倾角下, 从开始的穿透率最大点下降至穿透率最低点所经历的充电时间分别为100, 40和20 s. 倾角越远离 0° , 下降至最低点所需的充电时间越短. 从 -0.4° 倾角开始, 电子穿透率在最低点后会保持一段时间而呈现出一个平台区. -0.4° 倾角的穿透率最低点为0.0025, 平台持续时间为50 s. 在 -1.15° 倾角上, 穿透率最低点为0.0005, 平台持续时间为400 s. 倾角越大, 出射电子非常低的穿透率持续时间也越长.

图3中3个倾角下的穿透率曲线对应的穿透电子的二维图像随充电时间的变化展示在图4中. 对穿透电子的二维图像在 ϕ 角上计算权重中心, 得

到如图5所示穿透电子权重中心随充电时间的变化曲线. 对于 -0.15° 倾角的玻璃管, 穿透电子中心基本跟随穿透率同步变化, 先从 -0.65° 向负角度方向快速移动至 -0.85° , 再向正角度方向缓慢移动至 -0.25° , 并仍有继续向正角度方向缓慢移动的趋势; 观察穿透率达到平稳状态后的穿透电子图像变化, 发现在正角度上的电子斑越来越清晰, 从 0° 蔓延到 1° , 整个电子图像呈现倒“V”形. 对于 -0.4° 倾角的玻璃管, 电子中心的移动趋势与 -0.15° 倾角下相同, 从 -0.55° 向负角度方向移动至 -0.78° 再向正角度方向移动至 -0.5° , 并在 -0.5° 保持平稳; 观察平稳状态时的穿透电子图像, 在 -0.8° 有一个亮度较强的竖条“1”形图像, 在 -0.6° — 1° , 散落着大量电子. 对于 -1.15° 倾角的玻璃管, 电子中心在前20 s内由 -1.6° 移动到 -1.7° , 在20—400 s, 电子穿透率基本为0, 图像中心变得不可分析, 400 s时电子在 -1.9° 出现, 之后向正角度方向引动到 -1.6° , 又在900 s时向负角度方向移动至 -1.9° , 并有继续向负角度方向移动的趋势; 整个过程, 穿透电子中心的角度移动跨度不超过 0.4° , 穿透率平稳时的图像集中在一个圆形区域内.

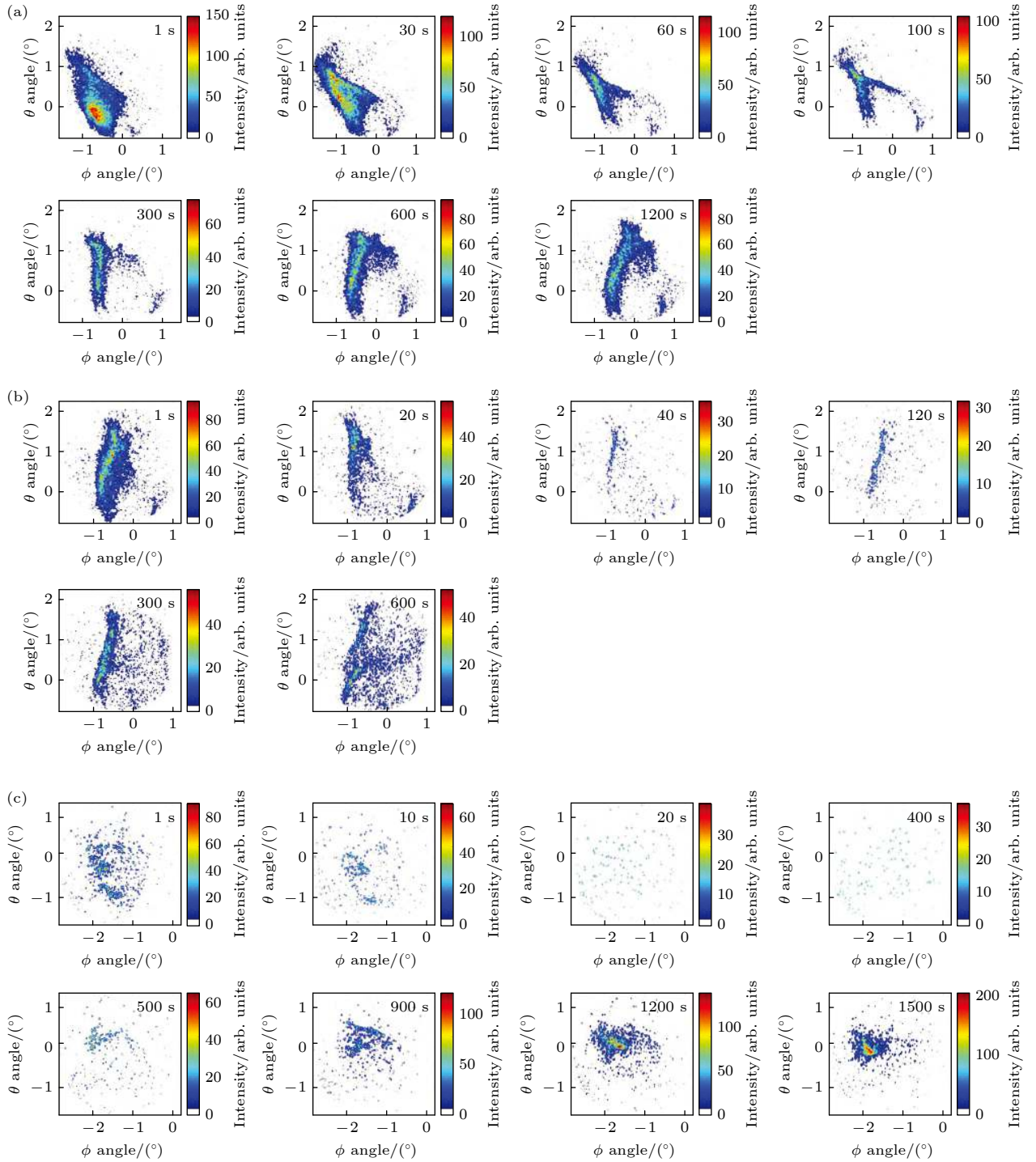


图4 不同倾角下, 900 eV 电子对涂导电胶的玻璃毛细管的充电过程中选取的穿透电子的二维角分布图像 (a) -0.15° ; (b) -0.4° ; (c) -1.15°

Fig. 4. The 2D images of electron angular distribution at different stages during the charge-up process at various tilt angles for 900 eV electrons: (a) -0.15° ; (b) -0.4° ; (c) -1.15° .

在 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 倾角上, 在穿透率平稳阶段对穿透电子进行能谱测量. 穿透电子强度与能量分析栅网组中间栅网电压 (V) 的关系如图 6 所示. 能量分析栅网组用加负电压排斥电子的方式来测量穿透电子的能量, 只有能量大于中间栅网电压的电子才能

穿过栅网组被探测器记录. 不难看出, 倾角远离 0° 时, 穿透电子的能量损失变大. 将栅网电压为 -850 V 时的电子计数除以栅网电压为 0 V 时的电子计数得出大于 850 eV 的电子占总穿透电子的比例为 0.65 (-0.15°), 0.48 (-0.4°), 0.22 (-1.15°).

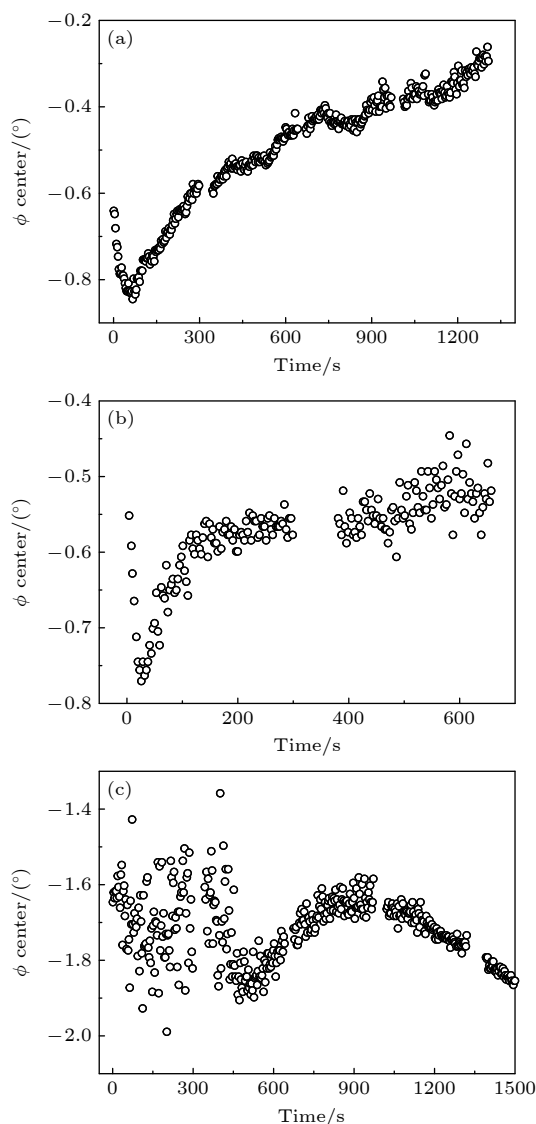


图5 在 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 倾角下, 900 eV 电子对涂导电胶的玻璃毛细管的充电过程中, 穿透电子在 ϕ 平面的投影中心随时间的演化曲线. 数据空白处为等待时间

Fig. 5. The time evolution of the projection center of the transmitted electron angular distribution on the ϕ -plane during the charge-up process at various tilt angles (-0.15° , -0.4° and -1.15°) for 900 eV electrons. The blanks of data are waiting time.

4 计算和讨论

入射电子受玻璃管内壁镜像电荷力的吸引, 电子与管内壁的碰撞角会发生极大变化. 对于 900 eV 的电子, 碰撞角可以用 $6.9^\circ + |\alpha|^\circ$ 来近似计算^[38], α 为毛细管倾角. 入射电子与管内壁碰撞, 发生弹性散射和非弹性散射过程. 弹性散射过程不产生能量损失, 而非弹性散射过程造成电子损失能量. 非弹性散射的电子, 会从以下两种形式沉积电荷: 一是入射电子在非弹性散射过程中不断损失能

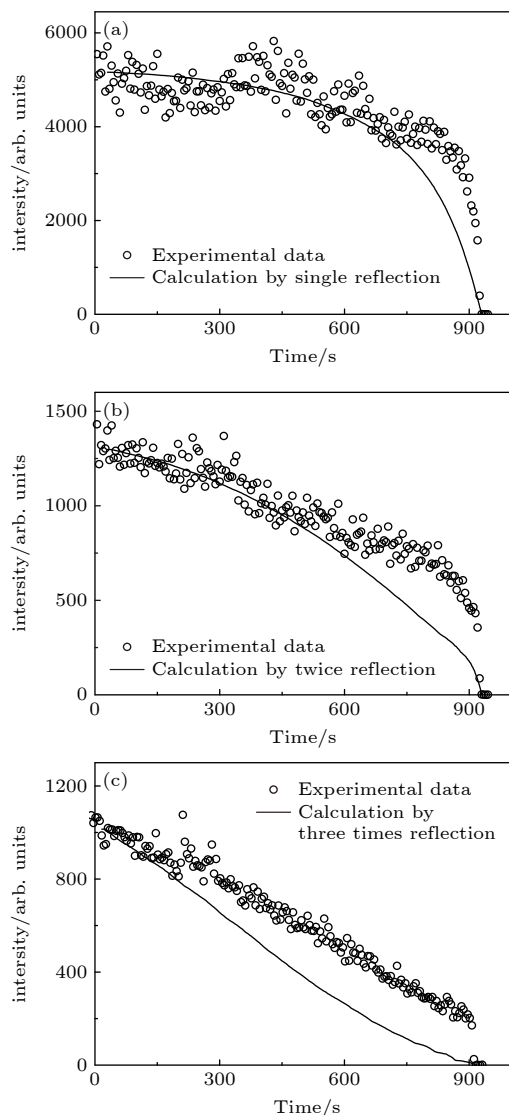


图6 充电达到稳定阶段后, 900 eV 能量的电子穿越不同倾角 (-0.15° , -0.4° 和 -1.15°) 玻璃管的穿透电子能谱图

Fig. 6. The energy spectrum of transmitted electrons for 900 eV electrons at various tilt angles (-0.15° , -0.4° and -1.15°) in the steady stage.

量, 最后沉积在毛细管体内, 造成负电荷在体内积累; 二是入射电子与靠近内壁表面的核外电子碰撞使核外电子从表面逃逸形成空穴, 造成正电荷在靠近表面处累积. 对于 900 eV 能量的电子, 在本文中涉及的碰撞角下, 使用 CASINO 软件^[39] 模拟得出: 约 1/3 的入射电子因为损失能量而沉积在靶体内部, 造成负电荷累积; 因二次电子逃逸造成的带正电的空穴数目是入射电子数目的 2.7 倍. 沉积电子的深度分布中心 (负电荷中心) 约为 8 nm, 绝大部分的空穴 (正电荷) 则分布在表面以下 0.5 nm (两个原子层的厚度) 内, 两者有较大的深度分布差异. 由于玻璃管的绝缘性质, 正电荷和电子不会在

短时间内复合,而造成正电荷和电子同时存在. 详细计算结果可参考我们之前的工作^[38]. 对于外层导电屏蔽的玻璃管,内壁表面的正电场由于导电层的存在而呈现比较弱的强度,对毛细管内飞行的入射电子略微吸引但影响有限^[38]. 在 0.8 pA/mm^2 的电子束密度下,正电场强度在极短的时间 ($< 1 \text{ s}$) 内达到饱和,穿透电子在充电过程中的变化主要由体内负电荷的积累造成. 体内的负电荷会排斥进入到内壁的入射电子而形成对入射电子的反射. 每次反射都会造成电子损失一部分能量,因此经历的反射次数越多,穿透电子的能量损失越大,大于 850 eV 能量的穿透电子所占的比例也会越少.

为了确定电子在管内壁经历的反射次数,计算了电子在管内经历不同反射次数后的能谱,并与实验测量的能谱进行对比,如图 6 所示. 对能谱进行计算时先用 CASINO 软件^[39] 计算了 $0\text{--}900 \text{ eV}$ 的电子分别在 $0^\circ\text{--}90^\circ$ 入射角上的散射过程,建立了散射电子数据库,再用蒙特卡罗方法确定经玻璃管内壁多次反射后的电子能量. 计算得出的被管壁反射一次、二次和三次的电子能谱 (图 6 中的黑线) 分别与倾角为 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 时测量的电子能谱符合. 注意到反射次数越多,计算出的能谱与测量的能谱差异越大. 例如,反射一次时,计算能谱与 -0.15° 倾角的实验能谱在 $0\text{--}750 \text{ eV}$ 区域符合得很好,而反射两次时,计算能谱与 -0.4° 倾角的实验能谱只在 $0\text{--}600 \text{ eV}$ 区域符合得很好. 并且所有符合得不好的区域都是计算值比测量值低. 这是因为模拟计算时,内壁的电荷累积对散射电子能量的影响无法被计算,而实际过程中,内壁体内累积的负电荷会产生对入射电子的排斥作用,产生库仑偏转从而减少能量损失.

确定电子经历的反射次数后,可得出不同倾角下,电子在外层导电屏蔽的玻璃管中稳定穿透时的电子轨迹示意图,如图 7 所示. 在 -0.15° 的倾角下,大部分电子经过正角度方向管壁的一次反射. 负电荷累积,反射越来越强,造成电子向负角度方向移动. 该部分的电子组成了 $-1^\circ\text{--}0^\circ$ 之间的穿透电子斑. 很少一部分电子经过正角度方向的反射后,打在负角度方向的管壁上,造成计数下降. 负角度方向的管壁累积负电荷,再次对电子反射,造成这部分出射电子向正角度方向移动,同时计数升高,造成了 $0^\circ\text{--}1^\circ$ 之间出现较弱的电子斑. 在 -0.4° 倾角下,第 1 次反射时,基本所有电子被反射到负角度

方向的管壁上,穿透电子向负角度方向移动并造成穿透率下降到基本为 0,之后被负角度方向的管壁再次反射,计数上升并使穿透电子向正角度方向移动. 在 -1.15° 倾角下,在 20 s 内,电子经历第 1 次反射,穿透率降为 0,之后花费约 400 s 的时间在负角度方向的管壁内沉积负电荷,形成第 2 次反射,并在约 900 s 时出现第 3 次反射. 第 3 次反射也可以从穿透电子斑的第 3 次转向移动推断出来.

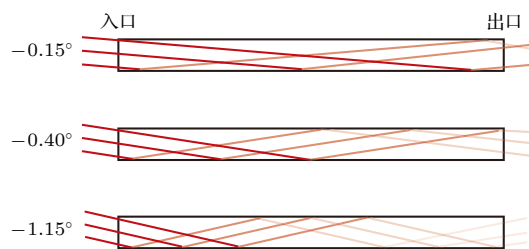


图 7 充电完成达到稳定阶段后,电子在涂导电胶的玻璃毛细管内的反射轨迹示意,其中红线为电子轨迹

Fig. 7. The diagrams for the trajectories of the transmitted electrons through the conductive-coated glass capillary in the steady stage, where the red line is electron trajectory.

由于在测量过程中没有经过放电,正角度方向管壁体内沉积的负电荷是持续累积的,即第 1 次反射所需的负电荷量在 -0.15° 倾角的充电过程中已基本累积完成并在后续倾角下还会再次累积. 因此随着倾角远离 0° ,第 1 次反射所需的充电时间会越来越短,也即测量中显示的倾角越远离 0° ,穿透率下降至最低点所经历的充电时间越短. 而倾角远离 0° 后,由于反射角的增大,负角度方向的管壁总会有一部分从未累计过电荷,即每个倾角下,第 2 次反射所需的电量基本都需要从 0 累积. 在负电荷累积到可以排斥后续入射电子穿出管壁表面前,穿透率都会在最低点保持不变. 倾角越远离 0° ,反射需要的负电场越强,所以第 2 次反射需要的充电时间也越多. 因此在 -0.4° 和 -1.15° 倾角下,会测量到穿透率接近于零的时段,并且倾角越大,持续时间越长.

5 结 论

我们研究了低能电子穿越外层导电屏蔽玻璃直管的动力学过程. 测量了不同倾角下电子的穿透率曲线和角分布以及平衡时的能谱. 穿透率随时间先下降后上升最后达到平稳. 下降时间随倾角增大而增大. 在大倾角 ($< -0.4^\circ$) 时,穿透电子在穿透

率最低点基本消失, 消失时间随倾角增大而延长. 穿透电子角分布中心跟随穿透率同步变化, 经历两次到三次移动方向的转变. 穿透电子能谱显示, 穿透电子的能量损失随倾角的增大而增大. 通过蒙特卡罗方法计算了电子经过管壁不同反射次数之后的能谱. 对比计算和实验的穿透电子能谱, 并分析穿透电子的分布中心的变化, 确定了穿透电子在倾角为 -0.15° , -0.4° 和 -1.15° 的玻璃管内部分别经历了1次、2次和3次反射. 最后对充电过程进行了物理解释. 电子在玻璃管倾角大于几何张角时充电过程的测量结果, 是入射电子在管内壁沉积造成负电荷累积而排斥后续电子形成反射这一物理过程的证据. 与低能离子的导向效应不同, 穿透电子经历了与管壁原子的碰撞过程, 会产生能量损失. 这种碰撞过程会减小电子在玻璃管尤其是玻璃锥管中的出射概率, 不利于产生电子微束, 还会造成制作出的电子微束有较大能量展宽. 但这种碰撞过程在离子束穿越玻璃管的过程中同样广泛存在. 鉴于应用玻璃锥管制造高能离子微束的成功经验, 同时考虑到电子束在玻璃管体内充电造成的反射会增加出射概率并减少能量损失, 应用玻璃锥管制造稳定的电子微束将有极大的可能性成功.

Schuch R 教授感谢兰州大学在他访问期间的盛情接待.

参考文献

- [1] Ikeda T, Kanai Y, Kojima T M, Iwai Y, Kambara T, Yamazaki Y, Hoshino M, Nebiki T, Narusawa T 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 163502
- [2] Cassimi A, Maunoury L, Muranaka T, Huber B, Dey K R, Lebius H, Lelièvre D, Ramillon J M, Been T, Ikeda T 2009 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **267** 674
- [3] Nakayama R, Tona M, Nakamura N, Watanabe H, Yoshiyasu N, Yamada C, Yamazaki A, Ohtani S, Sakurai M 2009 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **267** 2381
- [4] Dassanayake B, Das S, Bereczky R, Tökési K, Tanis J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 020701
- [5] Dassanayake B, Bereczky R, Das S, Ayyad A, Tökési K, Tanis J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 012707
- [6] Wang W, Chen J, Yu D Y, Yang B, Wu Y H, Zhang M W, Ruan F F, Cai X H 2011 *Phys. Scri.* **T144**
- [7] Wan C L, Li P F, Qian L B, Jin B, Song G Y, Gao Z M, Zhou L H, Zhang Q, Song Z Y, Yang Z H, Shao J X, Cui Y, Reinhold S, Zhang H Q, Chen X M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204103 (in Chinese) [万城亮, 李鹏飞, 钱立冰, 靳博, 宋光银, 高志民, 周利华, 张琦, 宋张勇, 杨治虎, 邵剑雄, 崔莹, Reinhold Schuch, 张红强, 陈熙萌 2016 物理学报 **65** 204103]
- [8] Wickramarachchi S, Ikeda T, Dassanayake B, Keerthisinghe D, Tanis J 2016 *Phys. Rev. A* **94** 022701
- [9] Wickramarachchi S, Ikeda T, Dassanayake B, Keerthisinghe D, Tanis J 2016 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **382** 60
- [10] Qian L B, Li P F, Jin B, et al. 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 124101 (in Chinese) [钱立冰, 李鹏飞, 靳博, 等 2017 物理学报 **66** 124101]
- [11] Iwai Y, Ikeda T, Kojima T M, Yamazaki Y, Maeshima K, Imamoto N, Kobayashi T, Nebiki T, Narusawa T, Pokhil G P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 023509
- [12] Giglio E, Guillois S, Cassimi A 2018 *Phys. Rev. A* **98** 052704
- [13] Ikeda T 2020 *Quan. Beam Sci.* **4** 22
- [14] Li J Q, Wang J Z, Wang X F, Zhang J X, Zhang W, Zhang B, Shao C L, Shi L Q 2013 *Atom. Ener. Sci. Tech.* **47** 1917 (in Chinese) [李嘉庆, 王建中, 王旭飞, 张杰雄, 张伟, 张斌, 邵春林, 施立群 2013 原子能科学与技术 **47** 1917]
- [15] Simon M J, Döbeli M, Müller A M, Synal H A 2012 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **273** 237
- [16] Hasegawa J, Shiba S, Fukuda H, Oguri Y 2008 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **266** 2125
- [17] Sekiba D, Yonemura H, Nebiki T, Wilde M, Ogura S, Yamashita H, Matsumoto M, Kasagi J, Iwamura Y, Itoh T 2008 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **266** 4027
- [18] Kowarik G, Bereczky R J, Aumayr F, Tökési K 2009 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **267** 2277
- [19] Stolterfoht N, Bremer J H, Hoffmann V, Hellhammer R, Fink D, Petrov A, Sulik B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 133201
- [20] Lemell C, Burgdörfer J, Aumayr F 2013 *Prog. Surf. Sci.* **88** 237
- [21] Stolterfoht N, Yamazaki Y 2016 *Phys. Rep.* **629** 1
- [22] Zhang H Q, Skog P, Schuch R 2010 *Phys. Rev. A* **82** 052901
- [23] Zhang H, Akram N, Soroka I L, Trautmann C, Schuch R 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022901
- [24] Zhang H Q, Akram N, Skog P, Soroka I L, Trautmann C, Schuch R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 193202
- [25] Zhang H, Akram N, Schuch R 2016 *Phys. Rev. A* **94** 032704
- [26] Skog P, Zhang H, Schuch R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 223202
- [27] Liu S D, Wang Y Y, Zhao Y T, Zhou X M, Cheng R, Lei Y, Sun Y B, Ren J R, Duan J L, Liu J, Xu H S, Xiao G Q 2015 *Phys. Rev. A* **91** 012714
- [28] Liu S D, Zhao Y T, Wang Y Y 2017 *Chin. Phys. B* **26** 106104
- [29] Xue Y, Yu D, Liu J, Zhang M, Yang B, Zhang Y, Cai X 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 254102
- [30] Stolterfoht N, Tanis J 2018 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **421** 32
- [31] Das S, Dassanayake B, Winkworth M, Baran J, Stolterfoht N, Tanis J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 042716
- [32] Milosavljević A, Schiessl K, Lemell C, Tökési K, Mátéfi-Tempfli M, Mátéfi-Tempfli S, Marinković B, Burgdörfer J 2012 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **279** 190
- [33] Milosavljević A, Víkor G, Pešić Z, Kolarž P, Šević D, Marinković B, Mátéfi-Tempfli S, Mátéfi-Tempfli M, Piraux L 2007 *Phys. Rev. A* **75** 030901
- [34] Dassanayake B, Keerthisinghe D, Wickramarachchi S, Ayyad A, Das S, Stolterfoht N, Tanis J 2013 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **298** 1
- [35] Keerthisinghe D, Dassanayake B, Wickramarachchi S, Stolterfoht N, Tanis J 2013 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **317** 105
- [36] Keerthisinghe D, Dassanayake B, Wickramarachchi S, Stolterfoht N, Tanis J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 012703
- [37] Schiessl K, Tökési K, Solleder B, Lemell C, Burgdörfer J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 163201
- [38] Li P F, Yuan H, Cheng Z D, Qian L B, Liu Z L, Jin B, Ha S,

Wan C L, Cui Y, Ma Y, Yang Z H, Lu D, Reinhold S, Li M, Zhang H Q, Chen X M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 074101 (in Chinese) [李鹏飞, 袁华, 程紫东, 钱立冰, 刘中林, 靳博, 哈帅, 万城亮, 崔莹, 马越, 杨治虎, 路迪, Reinhold Schuch, 黎明, 张

红强, 陈熙萌 2022 物理学报 **71** 074101]
[39] Drouin D, Couture A R, Gauvin R, Hovington P, Horny P, Demers H 2016 *Computer Code CASINO* (version 3.3), <https://www.gel.usherbrooke.ca/casino/index.html>

Dynamics of low energy electrons transmitting through straight glass capillary: Tilt angle dependence*

Li Peng-Fei¹⁾ Yuan Hua¹⁾ Cheng Zi-Dong¹⁾ Qian Li-Bing²⁾
Liu Zhong-Lin¹⁾ Jin Bo¹⁾ Ha Shuai¹⁾ Zhang Hao-Wen¹⁾
Wan Cheng-Liang¹⁾ Cui Ying¹⁾ Ma Yue³⁾ Yang Zhi-Hu⁴⁾ Lu Di⁵⁾
Reinhold Schuch⁶⁾ Li Ming⁷⁾ Zhang Hong-Qiang^{1)8)†} Chen Xi-Meng^{1)‡}

1) (School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

2) (School of Nuclear Technology and Chemistry & Biology, Hubei University of Science and Technology, Xianning 437100, China)

3) (RIKEN Nishina Center, RIKEN, Wako, 351-0198, Japan)

4) (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

5) (Department of Physics, University of Gothenburg, SE-41296 Gothenburg, Sweden)

6) (Physics Department, Stockholm University, SE-10691 Stockholm, Sweden)

7) (Institute of Electronic Engineering, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

8) (Frontiers Science Center for Rare Isotopes, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 17 December 2021; revised manuscript received 10 January 2022)

Abstract

It is a hot topic that using glass capillary to focus and shape the charged particle beam, for it is inexpensive and simple. There are the cases that single glass capillaries are used to make the microbeam of the positive ions. When it comes to electrons, their transmitting through insulating capillaries is complex and the attempt to use the glass capillary to produce electron beams in the size of micrometer needs further exploring.

In this paper, the charging-up process of the 900-eV electrons transmitting through a glass capillary with the grounded conductive-coated outer surface is reported. Two-dimensional angular distributions of the transmitted electrons and their time evolutions are measured for the cases of various tilt angles of glass tube. It is found that there are a considerable number of transmitted electrons at the tilt angle exceeding the geometrical opening angle (1°) of the glass tube. The intensity of transmitted electrons for large tilt angle (i.e. -1.15°) can be considered as first falling to zero, then keeping zero for a long time, finally rising to a certain stable value. Correspondingly, the angular distribution center experiences moving towards negative-positive-negative-settled. The energy losses are measured for various tilt angles. The larger the tilt angles, the larger the energy loss of transmitted electrons is. To better understand the physics behind the observed phenomena, the simulations of the energy loss for transmitted electrons at various tilt angles are performed by the Monte Carlo method. The comparison between the simulated energy losses and the measured energy losses shows that the experimental results are well explained by multiple deflections from the wall.

Keywords: electron, energy loss, charge-up process, glass capillary

PACS: 41.85.Ja, 41.85.Lc, 41.75.Fr

DOI: 10.7498/aps.71.20212335

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1732269, 11805169), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. lzujbky-2021-sp41), and the Swedish Foundation for International Cooperation in Research and Higher Education (Grant No. IB2018-8071).

† Corresponding author. E-mail: zhanghq@lzu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: chenxm@lzu.edu.cn