

低能电子在直径为 800 nm 的聚对苯二甲酸乙二醇酯纳米微通道中的输运过程*

李鹏飞¹⁾²⁾ 刘宛琦¹⁾ 哈帅²⁾ 潘俞舟²⁾ 樊栩宏²⁾ 杜战辉²⁾
万城亮²⁾ 崔莹^{2)†} 姚科³⁾⁴⁾ 马越⁵⁾ 杨治虎⁶⁾ 邵曹杰⁶⁾
Reinhold Schuch⁷⁾ 路迪⁸⁾ 宋玉收¹⁾ 张红强^{2)‡} 陈熙萌²⁾

1) (哈尔滨工程大学核科学与技术学院, 哈尔滨 150000)

2) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

3) (复旦大学现代物理研究所, 上海 200433)

4) (复旦大学, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433)

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

6) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

7) (Physics Department, Stockholm University, Stockholm S-10691, Sweden)

8) (Department of Physics, University of Gothenburg, Gothenburg S-40530, Sweden)

(2024 年 8 月 28 日收到; 2024 年 10 月 19 日收到修改稿)

研究了 2 keV 电子在直径为 800 nm, 长度为 10 μm 的聚对苯二甲酸乙二醇酯 (polyethylene terephthalate, PET) 纳米通道中的输运过程. 结果表明, 当纳米微通道倾角为 0° 时, 穿透电子的穿透率可达 10%, 而当倾角大于几何张角时, 穿透电子的透射率小于 1%. 穿透电子角分布中心没有随微孔倾角的变化而移动, 因此没有如在正离子的情况下那样观察到绝缘微孔对电子的导向效应. 在充电达到稳态时, 当微孔倾角小于几何张角时, 电子分裂成上下两个电子斑. 穿透电子的全角分布的时间演化表明, 在充电开始时, 穿透电子为单电子斑. 随着入射电荷量 (充电时间) 的累积, 穿透电子被上下拉伸, 并逐渐分裂成两个电子斑. 当纳米微孔的倾角超过几何张角时, 穿透电子的分裂趋于消失. 对电子造成微孔内壁上的电荷沉积的模拟计算表明, 微孔表面被激发出大量空穴, 形成正电荷累积; 而部分入射电子沉积于表面以下更深处, 形成负电荷层, 因此不利于产生类似正离子的导向效应. 本文还讨论了造成穿透电子角分布上下分裂的可能原因, 并据此提出验证电子和离子充电机制不同的新的实验方法. 研究结果为利用绝缘微通道控制电子传输技术的发展提供了支撑.

关键词: 绝缘纳米毛细管, 低能电子, 导向效应

PACS: 41.85.Ja, 41.85.Lc, 41.75.Fr, 34.50.-s

CSTR: 32037.14.aps.74.20241196

DOI: 10.7498/aps.74.20241196

1 引言

导向效应的发现始于 2002 年对带电粒子在绝

缘纳米微通道中传输的研究^[1]. 当慢速高电荷态离子 (3 keV- Ne^{7+}) 在绝缘纳米聚对苯二甲酸乙二醇酯 (polyethylene terephthalate, PET) 微孔膜中传输时, 即使微孔膜平面的法线方向与入射离子束方

* 国家自然科学基金 (批准号: U1732269, 12375262)、中央高校基本科研业务费 (批准号: lzujbky-2021-sp41, 3072023CFJ1506)、瑞典研究与高等教育国际合作基金会 (批准号: IB2018-8071) 和国家外国专家局重点项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cuiying@lzu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhanghq@lzu.edu.cn

向之间的夹角 (被称为倾角) 达到 20° , 仍能保持大部分出射离子的能量和电荷态相对于初态不发生明显的改变. 这为荷电粒子束光学新技术的发展提供了一种可能性. 正离子在绝缘微孔膜和单根玻璃毛细管中传输的早期研究^[1-19]揭示了导向效应的机制: 正离子与微孔相互作用会造成正电荷在微孔内壁沉积, 自组织形成电荷斑, 因而产生排斥后续入射离子的库仑场, 使后续的正离子可以不与微孔表面接触而沿着微孔轴线方向通过, 因此传输过程不发生电荷交换和能量损失^[10,11].

目前, 正离子导向效应的物理机制已经被研究清楚^[18-20]. 沉积电荷斑的库仑场、镜像电荷力和近表面散射等过程在传输中的作用也已经被揭示. 在 Ne^{7+} 离子通过菱形和矩形孔的云母微孔膜的实验中发现了镜像电荷力^[13,14]对离子束的整形作用. 在 70 keV 的 Ne^{7+} 离子通过菱形孔的云母微孔膜的实验中观察到穿透中性粒子图像为香蕉状, 这表明对于能量较高的离子, 散射过程对离子传输起着重要作用^[15].

然而, 带负电的粒子在绝缘纳米微孔膜中传输机制的研究仍存在一些争议^[21-45]. 能量在 10 keV 以上的负离子穿越绝缘纳米微孔膜时^[21-26], 散射过程与电荷交换过程均起主要作用. 穿透离子角分布呈现双峰结构, 即负离子沿初始束流方向分布形成一个峰, 而散射的中性离子和正离子沿微孔轴向分布形成另一个峰. 目前研究的负离子主要为能量大于 10 keV 的较高能量的负离子, 此时电荷沉积对粒子的偏转不起主要作用; 对于能量在 10 keV 以下较低能负离子, 基本没有实验数据, 其是否具有类似于正离子的导向效应也尚未得出结论. 与此同时, 研究人员开展了大量关于 0.05—2 keV 能量范围的低能电子在绝缘微孔中传输的研究^[27-45]. 低能电子穿透 Al_2O_3 纳米微孔膜的实验显示^[27-29], 弹性散射电子沿微孔轴向出射, 电子穿透率随入射电荷量 (充电时间) 的累计而下降. 在低能电子穿透 PET 微孔膜的实验中^[30-35], 只对具有初始能量的穿透电子的充电过程进行测量, 开始时几乎没有穿透电子, 沉寂一段时间后 (几分钟至几十分钟), 穿透电子强度快速上升, 达到最高值后以缓慢速度下降, 短时间内可看作稳定不变. 穿透电子的质心能量在强度快速上升阶段快速振荡, 在强度平稳阶段维持在比初束能量略小的值上^[32,33]. 对后者的理论模拟^[31]表明, 该过程中电荷沉积并未起主要作

用, 其主要的穿透特性是散射过程造成的. 对穿透率的计算表明, 随着入射电荷量的增大, 穿透率会下降, 这与低能电子穿透 Al_2O_3 微孔膜的实验结果一致^[29], 但与 PET 微孔膜的实验结果不一致^[32,33]. 在导电性能上, PET 和 Al_2O_3 的体积电导率只有微小差异; 在膜结构上, 文献报道中使用的 PET 膜和 Al_2O_3 膜中, 微孔的参数也差别不大. 造成两者具有较大充电过程差异的因素还有待于研究.

上述带负电粒子的研究^[25-30,32-40]在实验中采用一维静电能量分析器进行探测, 由于入口狭缝的限制, 其只能通过改变探测器的探测角度进行一维角分布测量, 无法测量充电过程中穿透粒子的二维全角分布随时间的演变. 为了研究电荷沉积如何影响低能电子在绝缘纳米微通道中传输的争议性的问题, 本文采用微通道板荧光屏二维位置灵敏探测器, 对 2 keV 电子穿越 PET 微孔的二维全角分布及其随充电的演变进行了全面精确的测量. 发现在垂直于倾角的观测方向上, 穿透电子角分布分裂为两个电子斑, 并随着倾角的增大两个电子斑相互靠近并最终重合. 对电子造成材料电荷沉积的模拟表明, 低能电子引起材料发射大量二次电子, 使材料表面 1 nm 内形成带正电的高密度空穴区, 同时入射电子有较大概率沉积在材料表面下几十纳米内, 形成负电荷沉积区, 两种极性相反的电荷沉积造成了电子复杂的充电现象. 本文还讨论了穿透电子角分布分裂的可能原因.

2 实验设备

实验在兰州大学低能带电粒子束实验平台完成. 图 1 所示为实验装置的示意图. 电子束由 LaB_6 电子枪产生. 为了避免微通道板 (micro-channel plate, MCP) 探测器收集到灯丝产生的光子, 使用 90° 静电偏转板对电子束进行偏转. 随后, 通过静电偏转板在水平和垂直方向上微调束流方向, 再由 Einzel 静电透镜聚焦, 最后通过一对可调狭缝和螺线管线圈相继准直后进入靶室. 靶室由 μ 金属制造, 能够有效屏蔽外部静磁场. PET 微孔膜靶被安装在五维调节装置上, 可在 3 个空间维度上平移并在水平和竖直两个平面上旋转. 电子穿透微孔膜后经过由 3 层栅网组成的电子能量分析仪后被二维 MCP-荧光屏探测器探测. 屏蔽线圈被放置在实验装置周围以抵消地磁场. 实验时靶室真空优于 3×10^{-8} mbar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$).

实验时, 通过在两个旋转维度上转动 PET 微孔膜找到穿透电子强度最大的角度, 定义该角度为 0° , 此时微孔轴向与电子束入射方向相同. 微孔倾角 ψ 是指微孔轴向与初级电子束之间的角度. 观测角 ϕ 和 θ 相对于电子束入射方向给出, ϕ 与 ψ 在同一旋转平面, θ 在垂直于 ψ 的平面上.

PET 薄膜被高能离子辐照后产生径迹, 再通过 NaOH 溶液蚀刻, 径迹变成微孔, 可以得到实验中使用的 PET 微孔膜. 膜厚度为 $10\ \mu\text{m}$, 微孔直径为 $800\ \text{nm}$, 由纵横比算出的相应的几何张角为 4.6° . 膜中微孔的密度为 $2.4 \times 10^7\ \text{mm}^{-2}$, 微孔之间的平均间距为 $1.2\ \mu\text{m}$, 微孔的轴向发散角度小于 0.5° , 相应的几何穿透率为 12.3% . PET 的体积电导率为 $1.0 \times 10^{-16}\ \Omega^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ [46], 表面电导率为 $1.0 \times 10^{-18}\ \Omega^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ [46], 介电常数约为 3.3 [46]. 膜的前后表面镀 $10\ \text{nm}$ 厚的金层, 防止电子束造成表面充电影响实验结果.

使用 MCP 探测器对 $2\ \text{keV}$ 电子束的初束进行测量. 保持传输束流的参数不变, 减小灯丝的加热功率, 使电子束强度保持在 MCP 探测器允许范围内. 图 2 展示了电子初束的二维角分布图像及其在 ϕ 和 θ 两个平面上的投影, 束斑尺寸为 $1.0\ \text{mm} \times 1.0\ \text{mm}$. 使用靶架上的法拉第筒测量电子束参数. 升高灯丝加热功率将电子束强度增加到 pA 量级. 当束流达到稳态后, 法拉第筒测得束斑尺寸为 $2.0\ \text{mm} \times 1.8\ \text{mm}$, 强度为 $-0.95\ \text{pA}/\text{mm}^2$, 即每秒有 3 个电子进入单个微孔 ($3e/\text{capillary}$). 根据靶架位置和探测器位置上的电子束直径计算电子束的发散角度小于 0.3° . 对电子束穿透微孔膜的几何穿透角进行定义, 与我们之前的工作相同 [24], 即: $\sigma_{\text{geot}} = \sqrt{\sigma_{\text{asp}}^2 + \sigma_{\text{beam}}^2 + \sigma_{\text{axis}}^2}$, 其中 σ_{asp} , σ_{beam} 和 σ_{axis} 分别为微孔的几何张角 (4.6°)、电子束散度 (0.3°) 和微孔的轴向散度 (0.5°). 计算得到几何穿透角约为 4.6° , 近似等于微孔几何张角.

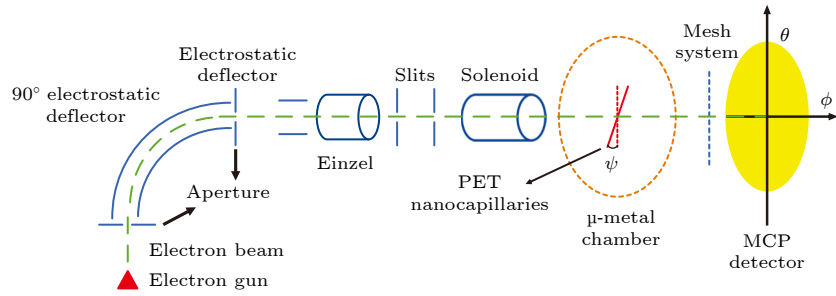


图 1 实验装置示意图, 定义微孔轴向与电子束之间的倾角 ψ , 以及电子束的观测角度 ϕ 和 θ

Fig. 1. A schematic drawing of the experimental setup, the tilt angle ψ between the axes of capillaries and the electron beam, the observation angles ϕ and θ given with respect to the electron beam are defined.

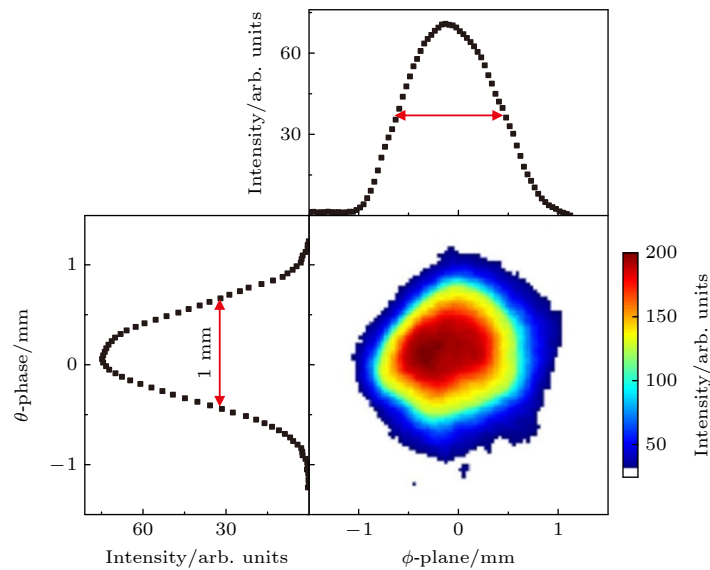


图 2 $2\ \text{keV}$ 电子的二维穿透电子分布图像和对应的 ϕ 和 θ 平面上的投影

Fig. 2. A primary beam profile of $2\ \text{keV}$ electrons and the corresponding projections on the planes of ϕ and θ .

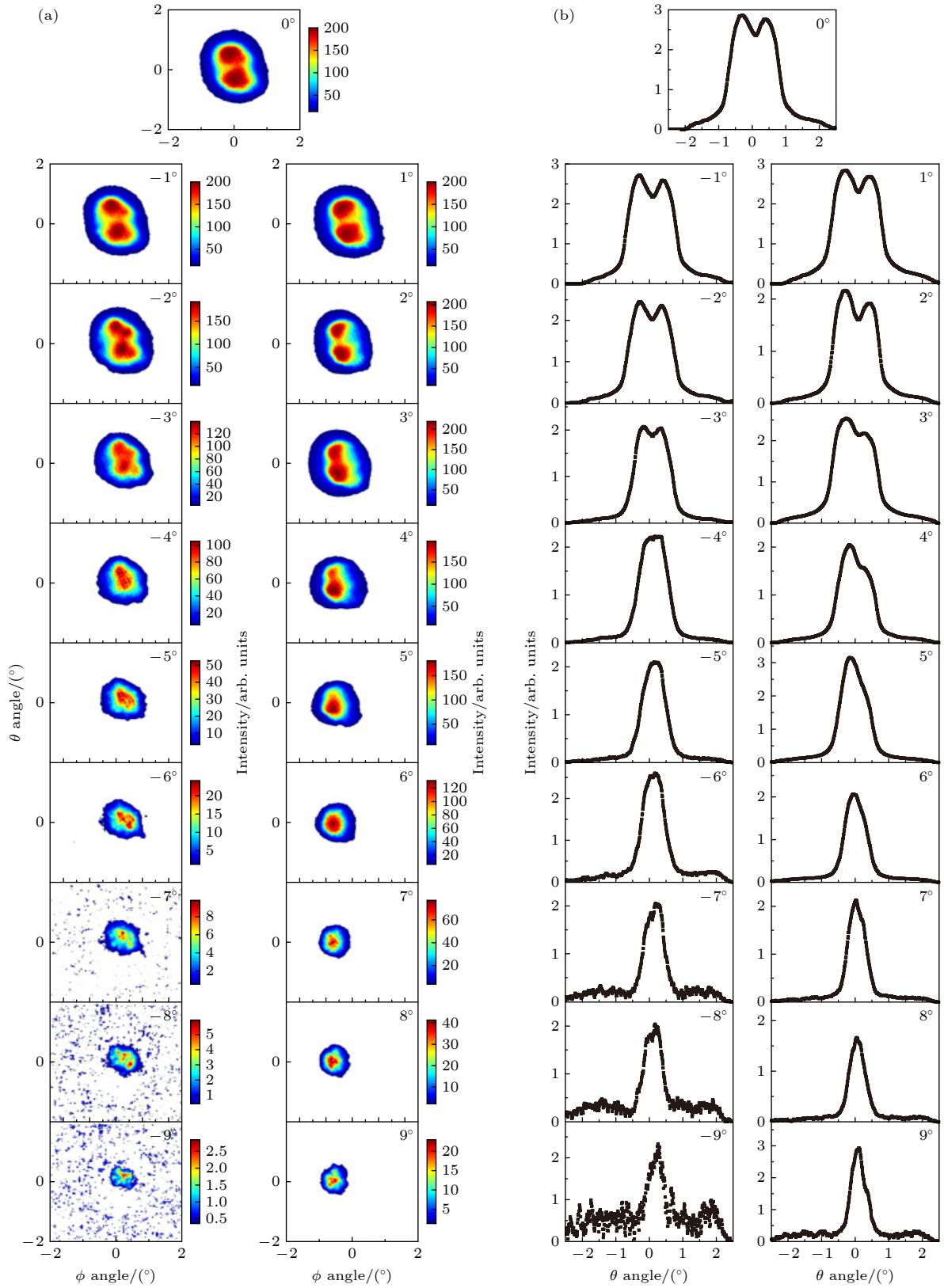


图 3 不同倾角下 2 keV 电子在静止状态下通过 PET 纳米微孔的二维穿透角分布 (a) 二维穿透角分布; (b) θ 平面上的穿透角分布投影

Fig. 3. Two-dimensional penetration angle distribution of 2 keV electrons through PET nanopores in a stationary state at different inclination angles: (a) Two-dimensional penetration angle distribution; (b) θ plane penetration angle distribution projection.

3 实验结果

通过测量穿透电子的能量分布,发现穿透电子的能量分布与入射电子的能量分布基本相同.为了避免二次电子的影响(二次电子的来源比较复杂^[24],我们更关注的是具有入射能量的穿透电子),在后续测量中,在中心栅网上施加-20 V 电压,以过滤掉低能二次电子.

充电达到稳态时 2 keV 电子在不同倾角 ψ 下穿越 PET 纳米微孔的穿透电子二维角分布图像如图 3 所示. 每张图像由 300 e/capillary 的入射电荷累积得到,对应的时间长度为 100 s. 在观测角 ϕ 上,穿透电子角分布中心沿倾角有轻微移动. 在几何张角内,沿着观测角 θ 方向图像分裂为两个斑点. 随着倾角 ψ 远离 0° ,这两个电子斑的大小和强度变小,并向彼此靠近,最终在倾角 ψ 约等于几何穿透角($\pm 5^\circ$)时合并为一个电子斑. 倾角 ψ 继续向外移动,穿透角分布图像上保持一个电子斑并继续收缩,最终消失. 倾角向正角度移动,穿透电子的角分布中心向观测角负向偏移;倾角向负角度移动,穿透电子的角分布中心向观测角正向偏移.

在充电达到稳态时,2 keV 电子的穿透率与倾角 ψ 的函数关系如图 4 所示. 红色虚线之间的角度表示几何穿透角. 倾角为 0° 时的电子穿透率可达 10%. 倾角小于几何穿透角时,电子穿透强度随倾角增加迅速下降;倾角大于几何穿透角时,穿透强度随倾角增加缓慢. 在倾角 0° 下,对电子穿透 PET 纳米微孔膜的充电过程进行测量. 穿透电子全角分布的时间演化如图 5(b) 所示. 测量前, PET

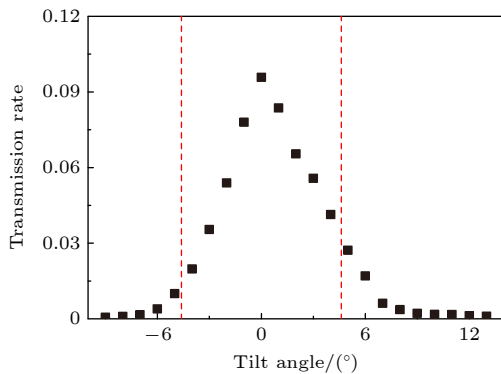


图 4 稳态下 2 keV 电子的电子穿透率与倾角 ψ 的关系,红色虚线表示几何穿透角

Fig. 4. The transmission rate of 2 keV electrons in stationary state as a function of ψ , the red dash lines stand for the geometrical transmission angle.

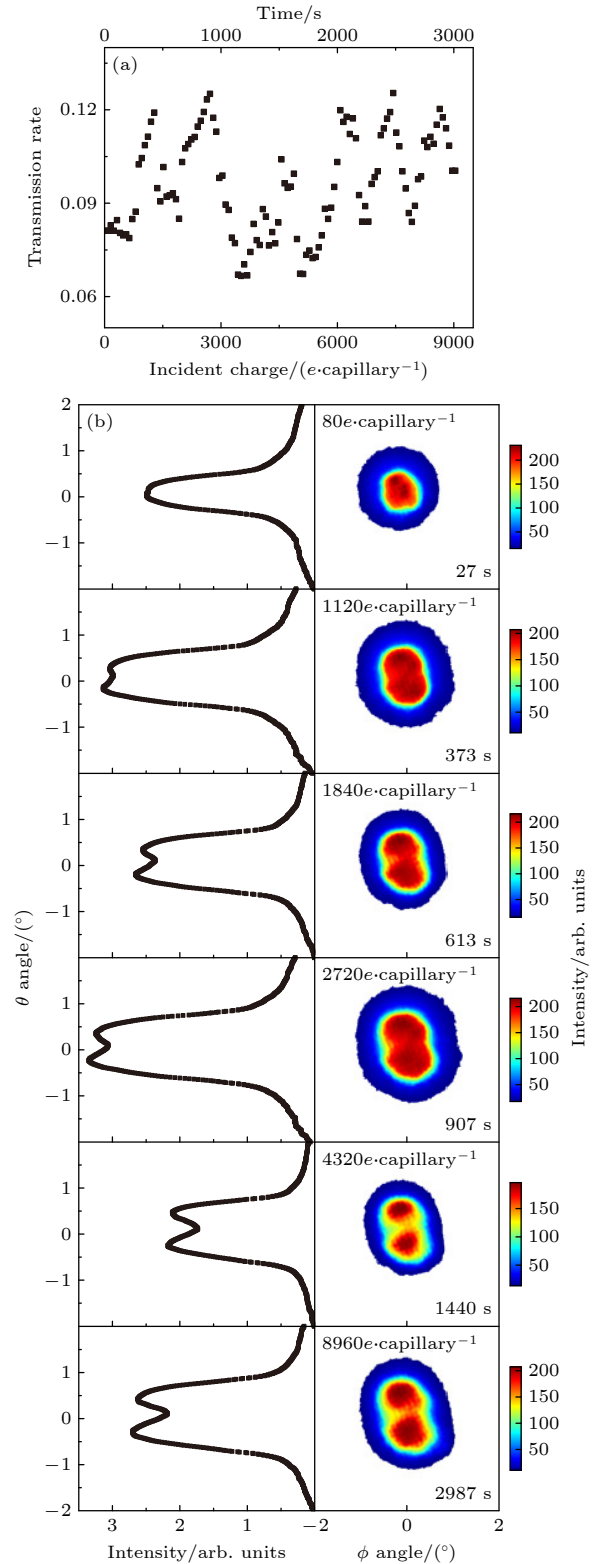


图 5 充电过程中 2 keV 电子在 0° 倾角下通过 PET 纳米微孔的穿透全角分布随时间的演变 (a) 电子穿透率的演变; (b) 二维穿透角分布图像及投影图

Fig. 5. The time evolution of transmitted angular distributions of 2 keV electrons at the tilt angle of 0° through PET nanocapillaries during the charging process: (a) The evolution of electron transmission rates; (b) projections of the transmitted angular distributions.

微孔膜完全放电. 图中每个图像对应的累积入射电荷量为 $80e/\text{capillary}$, 对应的时间长度为 27 s. 图像显示, 充电开始时只有一个穿透电子斑, 随着入射电荷量 (充电时间) 的积累, 电子斑开始沿着 θ 方向拉伸, 并逐渐分裂成两个穿透电子斑. 电子穿透率随充电时间变化的函数关系如图 5(a) 所示. 在充电过程中, 穿透率在 9% 左右振荡.

对 ϕ 和 θ 平面上穿透角分布的投影进行高斯拟合. 在 ϕ 平面上, 峰位移动和半高宽 (full width at half maximum, FWHM) 大小变化与穿透率同步振荡; 峰位从 -0.12° 开始, 振荡后接近 0° , 同时 FWHM 振荡并展宽. 在 θ 平面上, 上峰位和下峰位的演变如图 6(a), (b) 所示. 随着充电累积, 上斑峰位移动到 0.5° 左右, 而下斑峰位移动到 -0.3° 左右. 两个峰值的相应 FWHM 在 0.6° 左右振荡. 同样地, 峰位移动和 FWHM 大小变化与穿透率同步振荡.

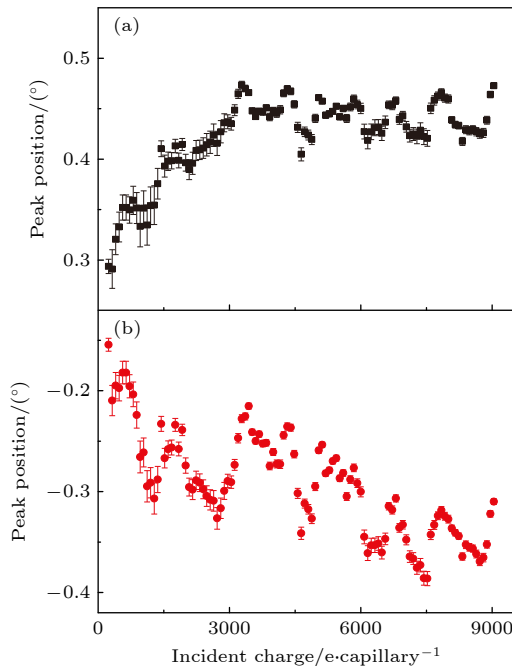


图 6 在 0° 入射时, 随着充电时间的累积, θ 平面上的上峰 (a) 和下峰 (b) 位置的演变

Fig. 6. At 0° incidence, as the charge time accumulates, the evolution of upper (a) and lower (b) peak positions on plane, respectively.

4 讨论

与正离子的导向效应不同, 电子在绝缘纳米通道中传输涉及更复杂的物理过程, 例如, 当倾角大于几何张角时, 电子的散射过程占主导地位. 而对于入射电子造成微孔内壁电荷沉积的过程, 仍存在

许多争议^[27-45]. 对不同绝缘材料的微孔通道, 电子穿透强度随时间演变的测量结果显示出不同的电荷沉积极性. 此外, 电子输运的理论模拟与实验结果也存在一定的差异^[27-34]. 电子与微孔内壁碰撞会产生大量的二次电子, 这使得充电过程非常复杂. 为了研究电子在微孔内壁表面造成的电荷沉积, 考虑电子散射、二次电子激发和入射电子沉积等物理过程, 使用“CASINO”软件计算了 2 keV 电子造成 PET 材料上的电荷沉积及其空间分布^[47-49].

CASINO 在模拟中采用蒙特卡罗方法对电子进行详细的径迹计算, 其电子与样品之间作用的物理过程通过随机数取值与概率分布的方式实现^[48]. 电子径迹追踪在电子从样品中出射后或者被样品俘获 (及电子的能量小于某个阈值) 后结束. 当对二次电子进行模拟时, 将样品的功函数作为阈值. 电子传输中每一步的能量损失包含等离子体激元的激发 (the excitation of plasmons)、价带内外跃迁 (inter-and intra-band transitions) 和核心激发 (core excitations). 当入射电子能量较低时, 可以通过改进的 Bethe 公式对电子在样品中的能量损失进行很好的描述^[50]. 软件中的剩余能量损失 (residual energy loss) 作为可调参数对该改进的 Bethe 公式进行调节以对电子能量低于样品功函数的平均能量损失率进行补偿^[51]. CASINO 将样品中电离的价电子和等离子体激元激发产生的电子作为二次电子. 其中样品中电离的价电子部分可以通过 Moller 公式^[52]进行计算.

图 7 所示为 CASINO 中使用的 PET 样品的三维模型. 长度和宽度均为 400 nm, 高度为 100 nm. 电子束能量设置为 2 keV, 入射角为 4° , 角发散为 0.3° . 由于 CASINO 软件中认为每个入射电子都是独立粒子, 不会互相影响. 因此束流的绝对流强在模拟中没有意义, 只需要设定模拟的电子数目即可. 为了统计性, 我们模拟的电子数目为 100 万个. 同样地, 模拟中使用的束斑直径对模拟结果也没有影响. 模拟时使用的束斑直径为 1 nm. 计算结果如图 8 所示. 入射电子造成的电荷沉积由沉积的入射电子 (图 8(a), (b)) 和激发的表面空穴 (图 8(c), (d)) 组成. 入射电子沉积概率为 32.6%, 位置基本在 PET 表面以下 0—80 nm 深度范围内, 其强度在深度上的投影分布如图 8(b) 所示, 其强度中心在 30 nm 左右处; 表面净空穴的激发概率为 77.19%, 分布深度在 0—1.5 nm 范围内, 越靠近表面强度越大. PET

表面大量空穴的存在,使得电子与表面的碰撞区呈正电荷. PET 内部入射电子的沉积,使材料内部呈负电荷. 表面正电荷对入射电子的吸引造成低能电子在微孔中的穿透呈现几何穿透特征 (图 4), 同时在微孔的几何张角之外电子散射过程占主导地位^[31], 使得电子传输无法像正离子那样形成导向效应. 这与我们目前的实验测量结果一致.

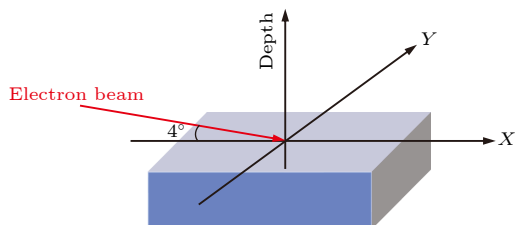


图 7 CASINO 使用的 PET 样品的三维模型

Fig. 7. The 3-dimensional model of PET sample used in CASINO.

在观测角 ϕ 平面上穿透电子角分布中心的移动方向与微孔倾角移动方向相反 (图 3). 这是由于电子束直接碰撞那一侧微孔内壁表面存在正电荷斑,

吸引电子束造成. 0° 倾角上充电时, 穿透束斑半高宽随充电累积而变宽 (图 5(b)) 也应该是内壁表面的正电荷吸引造成. 充电过程的振荡现象 (图 5(a)、图 6) 是表面正电荷与体内负电荷积累到一定强度后, 快速复合而后再再次积累, 并循环往复造成的. 内壁表面正电荷吸引入射电子进入表面减少其穿透概率并使穿透电子斑扩张, 而体内负电荷向外排斥进入表面的电子增加其出射概率并使穿透电子斑收缩, 两者互相竞争造成复杂的充电振荡现象.

对于观测到的穿透角分布沿 θ 方向分裂为两个电子斑的现象 (图 5(b)、图 6), 分析认为: 由于 PET 微孔膜厚度只有 $10\ \mu\text{m}$, 在固定微孔膜时小角度弯曲不可避免. 如图 9 所示, PET 纳米微孔膜存在 θ 平面上的小角度的弯曲, 导致电子束在 θ 角上以一定的入射角进入微孔. 对于上半部分的微孔, 电子入射导致微孔上表面充正电, 吸引电子向上偏转. 对于下半部分的微孔, 电子入射导致微孔下表面充正电, 吸引电子向下偏转. 随着充电时间的累积, 微孔上下表面正电荷逐渐累积, 对电子吸引效

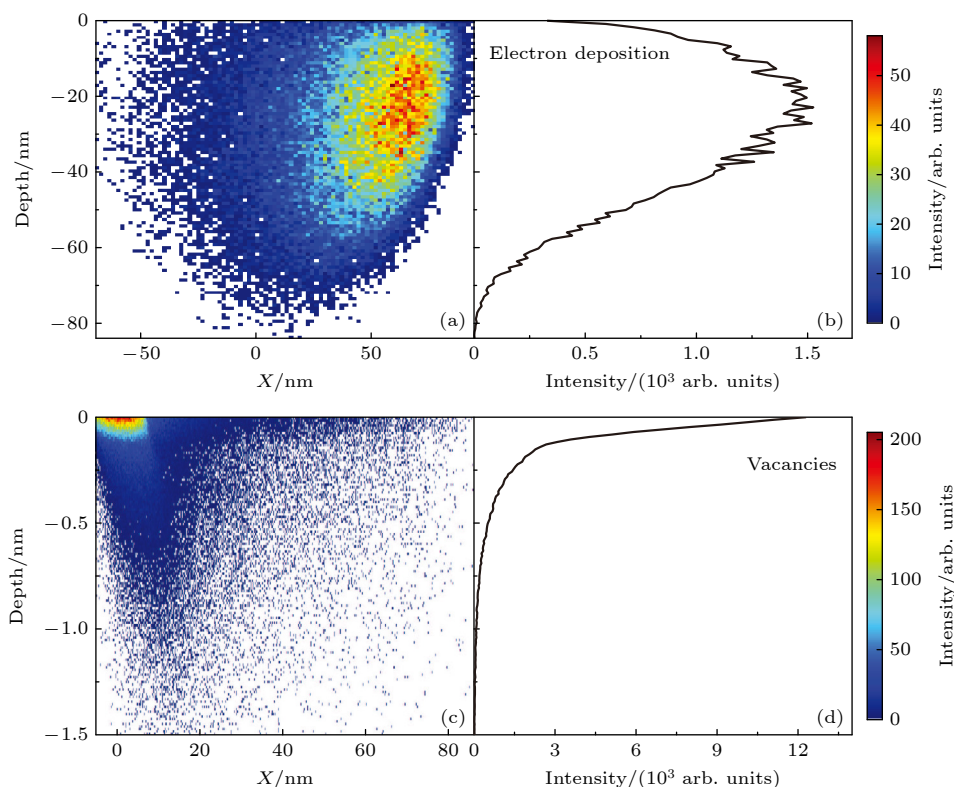


图 8 2 keV 电子在 4° 入射角下造成 PET 材料表面电荷沉积的计算结果 (a) 入射电子沉积强度的二维分布图及其 (b) 在深度上的强度分布投影图; (c) 表面空穴强度的二维分布图及其 (d) 在深度上的强度分布投影图

Fig. 8. Calculated results of charge deposition on the surface of PET material caused by 2 keV electrons at an incidence angle of 4° : (a) The two-dimensional distribution of the intensity of the incident electron deposition and (b) its intensity distribution projection at depth; (c) the two-dimensional distribution of the surface hole intensity, and (d) its intensity distribution projection at depth.

果逐渐增强, 上下电子斑逐渐变远, 直至充电达到稳定状态. 在转动角度后, 曲面上半部分的微孔内, 与上壁碰撞的电子变少, 与侧壁碰撞的电子变多; 曲面下半部分的微孔内, 与下壁碰撞的电子变少, 与侧壁 (与上部分微孔为同一侧) 碰撞的电子变多. 曲面上下两部分微孔内壁的充电电荷分布趋于一致, 因此又重新恢复成一个电子斑.

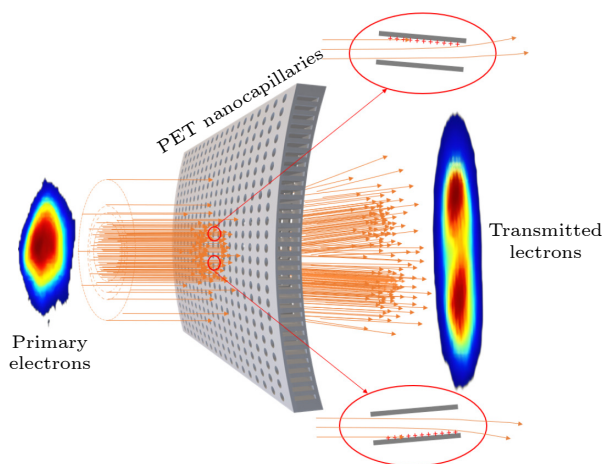


图 9 倾角为 0° 时, 穿透电子分布示意图

Fig. 9. Schematic diagram of the distribution of transmitted electrons at 0° tilt angle.

将薄膜做成的凹面结构可以对离子束进行聚焦, 而本文的结果表明, 同样的凹面结构可能对电子束形成分裂效果. 电子束与离子束相反的传输效果, 将是证明两者充电机制不同的最有力实验证据, 有望解决电子束充电机制上存在的争议. 作者将在后续严格设定 θ 平面上的弯曲角度, 进行电子束和离子束的对比实验, 验证本文的猜测, 并测量电子与离子充电现象的不同. 同时, 本文结果为发展电子的粒子束光学元件提供了数据和理论支撑.

5 结 论

本文展示了 2 keV 电子在直径为 800 nm 的 PET 纳米微通道中运输的测量结果. 充电达到稳态时的全角分布结果显示, 穿透电子角分布中心的移动方向与微孔倾角移动方向相反, 且没有观察到如正电子那样的导向效应. 0° 倾角下充电演化的测量结果显示, 随着充电时间的积累, 穿透束斑半高宽变宽. 充电过程中存在振荡现象, 电子穿透束斑峰位及半高宽变化与穿透率同步振荡. 利用 CASINO 软件对电子在 PET 表面沉积电荷的情况进行了模拟, 模拟结果显示微孔表面被电子激发产生大量净

空穴, 形成正电荷累积; 部分入射电子沉积于表面以下更深处, 形成负电荷层. 基于此, 对角分布中心移动特征解释为: 电子束与微孔内壁表面直接碰撞那一侧存在并积累正电荷斑, 吸引电子束. 入射电子被微孔表面正电荷吸引, 造成低能电子的穿透呈现几何穿透特征, 在微孔的几何张角之外电子散射过程占主导地位, 不利于导向效应的产生. 充电演化的穿透展宽特征是由微孔表面正电荷吸引电子, 使穿透电子扩张导致. 而其振荡特征是微孔表面正电荷吸引入射电子, 内部负电荷排斥入射电子, 并循环往复造成的. 对穿透电子角分布在 θ 平面上的分裂现象, 我们认为由膜的弯曲造成的, 并据此提出验证电子与离子充电机制是否存在差异的新实验方法. 研究结果为利用绝缘微通道控制电子传输技术的发展提供了支撑.

参考文献

- [1] Stolterfoht N, Bremer J H, Hoffmann V, Hellhammer R, Fink D, Petrov A, Sulik B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 133201
- [2] Schiessl K, Palfinger W, Tökési K, Nowotny H, Lemell C, Burgdörfer J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062902
- [3] Sahana M B, Skog P, Vikor G, Kumar R T R, Schuch R 2006 *Phys. Rev. A* **73** 040901(R)
- [4] 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
- [5] Skog P, Soroka I L, Johansson A, Schuch R 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **258** 145
- [6] Chen Y F, Chen X M, Lou F J, Xu J Z, Shao J X, Sun G Z, Wang J, Xi F Y, Yin Y Z, Wang X. A, Xu J K, Cui Y, Ding B W 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2739
- [7] Cassimi A, Maunoury L, Muranaka T, Huber B, Dey K R, Lebius H, Lelièvre D, Ramillon J M, Been T, Ikeda T, Kanai Y, Kojima T M, Iwai Y, Yamazaki Y, Khemliche H, Bundaleski N, Roncin P 2009 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **267** 674
- [8] Nakayama R, Tona M, Nakamura N, Watanabe H, Yoshiyasu N, Yamada C, Yamazaki A, Ohtani S, Sakurai M 2009 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **267** 2381
- [9] Juhász Z, Sulik B, Rácz R, Biri S, Bereczky R J, Tökési K, Kövér Á, Pálinkás J, Stolterfoht N 2010 *Phys. Rev. A* **82** 062903
- [10] Skog P, Zhang H Q, Schuch R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 223202
- [11] Zhang H Q, Skog P, Schuch R 2010 *Phys. Rev. A* **82** 052901
- [12] Stolterfoht N, Hellhammer R, Sulik B, Juhász Z, Bayer V, Trautmann C, Bodewits E, Hoekstra R 2011 *Phys. Rev. A* **83** 062901
- [13] Zhang H Q, Akram N, Skog P, Soroka I L, Trautmann C, Schuch R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 193202
- [14] Zhang H Q, Akram N, Soroka I L, Trautmann C, Schuch R 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022901
- [15] Zhang H Q, Akram N, Schuch R 2016 *Phys. Rev. A* **94** 032704

- [16] Giglio E, Guillois S, Cassimi A, Zhang H Q, Nagy G U L, Tőkési K 2017 *Phys. Rev. A* **95** 030702(R)
- [17] Giglio E, Guillois S, Cassimi A 2018 *Phys. Rev. A* **98** 052704
- [18] Lemell C, Burgdörfer J, Aumayr F 2013 *Prog. Surf. Sci.* **88** 237
- [19] Stolterfoht N, Yamazaki Y 2016 *Phys. Rep.* **629** 1
- [20] Wan C L, Pan Y Z, Zhu L P, Zhang H W, Zhao Z Y, Yuan H, Li P F, Fan X H, Sun W S, Du Z H, Chen Q, Cui Y, Liao T F, Wei X H, Wang T Q, Chen X M, Li G P, Schuch R, Zhang H Q 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 104101 (in Chinese) [万城亮, 潘俞舟, 朱丽萍, 李鹏飞, 张浩文, 赵卓彦, 袁华, 樊树宏, 孙文胜, 杜战辉, 陈乾, 崔莹, 廖天发, 魏晓慧, 王天琦, 陈熙萌, 李公平, Reinhold Schuch, 张红强 2024 *物理学报* **73** 104101]
- [21] Sun G Z, Chen X M, Wang J, Chen Y F, Xu J K, Zhou C L, Shao J X, Cui Y, Ding B W, Yin Y Z, Wang X A, Lou F J, Lv X Y, Qiu X Y, Jia J J, Chen L, Xi F Y, Chen Z C, Li L T, Liu Z Y 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052902
- [22] Chen L, Guo Y L, Jia J J, Zhang H Q, Cui Y, Shao J X, Yin Y Z, Qiu X Y, Lv X Y, Sun G Z, Wang J, Chen Y F, Xi F Y, Chen X M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032901
- [23] Chen L, Lv X Y, Jia J J, Ji M C, Zhou P, Sun G Z, Wang J, Chen Y F, Xi F Y, Cui Y, Shao J X, Qiu X Y, Guo Y L, Chen X M 2011 *Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** 045203
- [24] Zhang Q, Liu Z L, Li P F, Jin B, Song G Y, Jin D K, Niu B, Wei L, Ha S, Xie Y M, Ma Y, Wan C L, Cui Y, Zhou P, Zhang H Q, Chen X M 2018 *Phys. Rev. A* **97** 042704
- [25] Ha S, Zhang W M, Xie Y M, Li P F, Jin B, Niu B, Wei L, Zhang Q, Liu Z L, Ma Y, Lu D, Wan C L, Cui Y, Zhou P, Zhang H Q, Chen X M 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 094101 (in Chinese) [哈帅, 张文铭, 谢一鸣, 李鹏飞, 靳博, 牛犇, 魏龙, 张琦, 刘中林, 马越, 路迪, 万城亮, 崔莹, 周鹏, 张红强, 陈熙萌 2020 *物理学报* **69** 094101]
- [26] Liu Z L, Ha S, Zhang W M, Xie Y M, Li P F, Jin B, Zhang Q, Ma Y, Lu D, Wan C L, Cui Y, Zhou P, Zhang H Q, Chen X M 2021 *Nucl. Phys. Rev.* **38** 95 (in Chinese) [刘中林, 哈帅, 张文铭, 谢一鸣, 李鹏飞, 靳博, 张琦, 马越, 路迪, 万城亮, 崔莹, 周鹏, 张红强, 陈熙萌 2021 *原子核物理评论* **38** 95]
- [27] Milosavljević A R, Víkor Gy, Pešić Z D, Kolarž P, Šević D, Marinković B P, Mátéfi-Tempfli S, Mátéfi-Tempfli M, Piraux L 2007 *Phys. Rev. A* **75** 030901(R)
- [28] Milosavljević A R, Jureta J, Víkor G, Pešić Z D, Šević D, Mátéfi-Tempfli M, Mátéfi-Tempfli S, Marinković B P 2009 *Europhys. Lett.* **86** 23001
- [29] Milosavljević A, Schiessl K, Lemell C, Mátéfi-Tempfli M, Mátéfi-Tempfli S, Marinković B P, Burgdörfer J 2012 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **279** 190.
- [30] Das S, Dassanayake B S, Winkworth M, Baran J L, Stolterfoht N, Tanis J A 2007 *Phys. Rev. A* **76** 042716
- [31] Schiessl K, Tőkési K, Solleder B, Lemell C, Burgdörfer J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 163201
- [32] Dassanayake B S, Keerthisinghe D, Wickramarachchi S, Ayyad A, Das S, Stolterfoht N, Tanis J A 2013 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **298** 1
- [33] Keerthisinghe D, Dassanayake B S, Wickramarachchi S J, Stolterfoht N, Tanis J A 2013 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **317** 105
- [34] Keerthisinghe D, Dassanayake B S, Wickramarachchi S J, Stolterfoht N, Tanis J A 2016 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **382** 67
- [35] Keerthisinghe D, Dassanayake B S, Wickramarachchi S J, Stolterfoht N, Tanis J A 2015 *Phys. Rev. A* **92** 012703
- [36] Vokhmyanina K A, Kubankin A S, Myshelevka L V, Zhang H Q, Kaplii A A, Sotnikova V S, Zhukova M A 2020 *J. Instrum.* **15** C04003
- [37] Dassanayake B S, Das S, Bereczky R J, Tőkési K, Tanis J A 2010 *Phys. Rev. A* **81** 020701(R)
- [38] Dassanayake B S, Bereczky R J, Das S, Ayyad A, Tőkési K, Tanis J A 2011 *Phys. Rev. A* **83** 012707
- [39] Wickramarachchi S J, Ikeda T, Dassanayake B S, Keerthisinghe D, Tanis J A 2016 *Phys. Rev. A* **94** 022701
- [40] Stolterfoht N, Tanis J A 2018 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **421** 32
- [41] 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, Schuch R, 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]
- [42] Qian L B, Li P F, Jin B, Jin D K, Song G Y, Zhang Q, Wei L, Niu B, Wan C L, Zhou C L, Müller A M, Dobeli M, Song Z Y, Yang Z H, Schuch R, Zhang H Q, Chen X M 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 124101 (in Chinese) [钱立冰, 李鹏飞, 靳博, 靳定坤, 宋光银, 张琦, 魏龙, 牛犇, 万城亮, 周春林, Arnold Milenko Müller, Max Dobeli, 宋张勇, 杨治虎, Reinhold Schuch, 张红强, 陈熙萌 2017 *物理学报* **66** 124101]
- [43] 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, Schuch R, 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]
- [44] Li P F, Yuan H, Cheng Z D, Qian L B, Liu Z L, Jin B, Ha S, Zhang H W, Wan C L, Cui Y, Ma Y, Yang Z H, Lu D, Schuch R, Li M, Zhang H Q, Chen X M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 084104 (in Chinese) [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 2022 *物理学报* **71** 084104]
- [45] Zhou P, Wan C L, Yuan H, Cheng Z D, Li P F, Zhang H W, Cui Y, Zhang H Q, Chen X M 2023 *High Pow. Laser Part. Beams* **35** 026001 (in Chinese) [周鹏, 万城亮, 袁华, 程紫东, 李鹏飞, 张浩文, 崔莹, 张红强, 陈熙萌 2023 *强激光与粒子束* **35** 026001]
- [46] Data sheets of Mylar (<http://www.dupontteijinfilms.com>)
- [47] Hovington P, Drouin D, Gauvin R. 1997 *Scanning* **19** 1
- [48] Drouin D, Couture A R, Joly D, Taster X, Aimez V, Gauvin R 2007 *Scanning* **29** 92
- [49] Demers H, Poirrier-Demers N, Couture A R, Joly D, Guilmain M, Jonge N D, Drouin D 2011 *Scanning* **33** 135
- [50] Joy D C, Luo S 1989 *Scanning* **11** 176
- [51] Lowney J R 1996 *Scanning* **18** 301
- [52] Reimer L 1998 *Scanning Electron Microscopy* (2nd Ed.) (Berlin: Springer) pp57–134

Transmission of low energy electrons through a polyethylene terephthalate 800-nm diameter nanocapillary^{*}

LI Pengfei¹⁾²⁾ LIU Wanqi¹⁾ HA Shuai²⁾ PAN Yuzhou²⁾ FAN Xuhong²⁾
 DU Zhanhui²⁾ WAN Chengliang²⁾ CUI Ying^{2)†} YAO Ke³⁾⁴⁾ MA Yue⁵⁾
 YANG Zhihu⁶⁾ SHAO Caojie⁶⁾ Reinhold Schuch⁷⁾ LU Di⁸⁾
 SONG Yushou¹⁾ ZHANG Hongqiang^{2)‡} CHEN Ximeng²⁾

1) (*College of Nuclear Science and Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150000, China*)

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

3) (*Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

4) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-Beam Application (MOE), Fudan University, Shanghai 200433, China*)

5) (*RIKEN Nishina Center, RIKEN, Wako 351-0198, Japan*)

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

7) (*Physics Department, Stockholm University, Stockholm S-10691, Sweden*)

8) (*Department of Physics, University of Gothenburg, Gothenburg S-40530, Sweden*)

(Received 28 August 2024; revised manuscript received 19 October 2024)

Abstract

The transmission of 2-keV electrons through a polyethylene terephthalate (PET) nanocapillary with a diameter of 800 nm and a length of 10 μm is studied. The transmitted electrons are detected using microchannel plate (MCP) with a phosphor screen. It is found that the transmission rate for the transmitted electrons with the incident energy can reach up to 10 % for an aligned capillary in the beam direction, but drops to less than 1% when the tilt angle exceeds the geometrical allowable angle. The transmitted electrons with the incident energy do not move with change of tilt angle, so the incident electrons are not guided in the insulating capillary, which is different from the scenario of positive ions. In the final stage of the transmission, the angular distribution of the transmitted electrons within the geometrical allowable angle splits into two peaks along the observation angle perpendicular to the tilt angle. The time evolution of the transmitted full angular distribution shows that when the beam turns on, the transmission profile forms a single peak. As the incident charge and time accumulate, the transmission profile starts to stretch in the plane perpendicular to the tilt angle and gradually splits into two peaks. When the tilt angle of the nanocapillary exceeds the geometrical allowable angle, this splitting tends to disappear. Simulation of the charge deposition in the capillary directly exposed to the beam indicates the formation of positive charge patches, which are not conducive to guidance, as seen in the case of positive ions. According to the simulation results, we can explain our data. Then, the possible reasons for the splitting the transmission angular profiles are discussed.

Keywords: insulating nanocapillaries, low energy electrons, guiding effect

PACS: 41.85.Ja, 41.85.Lc, 41.75.Fr, 34.50.-s

DOI: [10.7498/aps.74.20241196](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241196)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241196](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241196)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1732269, 12375262), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education, China (Grant Nos. lzujbky-2021-sp41, 3072023CFJ1506), the Swedish Foundation for International Cooperation in Research and Higher Education (Grant No. IB2018-8071), and the Key Projects of the State Administration for Foreign Experts.

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

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



低能电子在直径为800 nm的聚对苯二甲酸乙二醇酯纳米微通道中的输运过程

李鹏飞 刘宛琦 哈帅 潘俞舟 樊栩宏 杜战辉 万城亮 崔莹 姚科 马越 杨治虎 邵曹杰 Reinhold Schuch 路迪 宋玉收 张红强 陈熙萌

Transmission of low energy electrons through a polyethylene terephthalate 800-nm diameter nanocapillary

LI Pengfei LIU Wanqi HA Shuai PAN Yuzhou FAN Xuhong DU Zhanhui WAN Chengliang CUI Ying YAO Ke MA Yue YANG Zhihu SHAO Caojie Reinhold Schuch LU Di SONG Yushou ZHANG Hongqiang CHEN Ximeng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 024101 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241196

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241196>

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>

2-溴对苯二甲酸钝化的全无机钙钛矿电池的性能

Performance of 2-bromoterephthalic acid passivated all-inorganic perovskite cells
物理学报. 2021, 70(12): 128803 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202005>

用于激光尾波加速的弯曲毛细管内气流运动的模拟研究

Simulation study on gas flow in curved capillary used in laser wakefield acceleration
物理学报. 2023, 72(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230893>

基于玻璃毛细管的大气环境MeV质子微束的产生与测量

Production and measurement of MeV proton microbeams in atmospheric environment based on glass capillary
物理学报. 2024, 73(10): 104101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240301>

低能电子穿越玻璃直管时倾角依赖的输运动力学

Dynamics of low energy electrons transmitting through straight glass capillary: Tilt angle dependence
物理学报. 2022, 71(8): 084104 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212335>

面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration
物理学报. 2022, 71(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435>