基于静电吸合增强的自对准埋栅 MEMS 场发射三极管仿真研究

甘泽宇[1]，何文龙[1]，洪斌斌[2]

1. 深圳大学集成电路学院，射频异质异构实验室，深圳，中国
2. 北京师范大学文理学院，北京，中国

摘要

本文提出一种通过静电吸合实现真空间隙调制的自对准 MEMS 场发射三极管。该器件采用沟槽边缘牺牲薄膜沉积工艺形成尖锐阴极针尖，无需额外进行阴极与栅极的对准。在临界沉积条件 2H≈W 附近对发射极轮廓进行优化，其中 H 为牺牲薄膜厚度，W 为沟槽宽度。建立结合位移控制延拓方法的三维静电—力学耦合模型，研究器件的吸合与释放行为及机电调制特性。仿真得到的吸合电压和释放电压分别为 10.16 V 和 4.39 V。随着栅极电压增大，阴极—阳极真空间隙由约 55 nm 主动缩小至 10 nm，从而增强局部电场集中效应并改善场发射性能。进一步分析悬臂梁厚度和电极间隙对驱动特性的影响，表明可通过结构参数调节工作电压，同时保持稳定的机械位移。结果表明，静电吸合可作为主动调制真空间隙的功能机制，为自对准、机械可调的真空微电子器件提供一种可行的设计途径。

关键词：场发射；MEMS 真空电子学；吸合失稳；真空微电子学；自对准加工

简介

真空电子器件因具有弹道电子输运、高频工作、热稳定性和抗辐射等优势，近年来再次受到关注。与常规半导体器件不同，电子在真空通道中运动时可避免晶格散射，并在纳米尺度下保持较高的输运速度。随着微纳加工技术的发展，真空电子器件逐渐由传统的大体积系统向兼容半导体工艺的纳米真空器件演进。Srisonphan 等人报道了具有纳米真空通道的金属—氧化物—半导体场效应晶体管，为将真空输运引入固态电子器件结构提供了实验证据[1]。随后，Han 等人报道了带栅极的纳米真空通道晶体管，展示了真空纳米电子器件突破传统半导体缩放限制的潜力[2]。后续研究进一步探索了纳米真空晶体管的开关性能改进及硅兼容加工方法[3,4]。此外，基于真空或空气通道的无半导体场发射器件，也拓展了真空电子学在非常规器件结构中的应用[5]。

尽管已有上述进展，纳米真空器件中高效、可靠的电子发射仍面临挑战。发射特性受到发射极几何形貌、针尖半径、电极间距及局部电场分布的显著影响，因此精确控制发射极、栅极与阳极之间的相对位置十分关键。传统加工方法通常需要多次光刻和对准，不仅增加工艺复杂度，还会引入尺寸偏差并降低发射性能。Kim 等人分析了纳米真空场发射晶体管的设计原则，强调发射极形貌与电极配置对电场增强的重要性[6]。近年来，纳米真空通道三极管已实现紧凑的器件结构，但精确的纳米尺度对准和可靠的针尖半径定义仍是主要瓶颈[7]。常规纳米针尖加工较依赖电子束光刻等成本高、吞吐量低的技术，其对准偏差会明显降低发射均匀性。此外，双栅结构或固定间隙结构会增加加工复杂度，并缺乏工作过程中的间隙重构能力[8–10]。因此，需要发展一种与标准表面微加工兼容、具有自限制特性且无需额外发射极光刻的成形方法，并结合真空间隙的主动调节，以支持可扩展的真空纳米电子器件。

微机电系统（MEMS）技术为动态调节纳米尺度电极间距提供了有效方法。在静电驱动作用下，电极之间不断增大的吸引力最终可能超过机械恢复力，使结构发生突发位移跃迁，即吸合失稳。由于可能引起电极接触和黏附，吸合通常被视为不利的失效机制；但其伴随的大位移也为主动调制纳米间隙提供了机会。将吸合用作功能性工作机制，可动态控制电极间距和发射条件。场发射由强电场下电子穿过表面势垒的量子隧穿过程决定，通常采用 Fowler–Nordheim 理论描述[12]。因此，准确计算电场并优化发射极几何形貌，是评估场发射性能的基础[13–16]。

本文提出一种基于吸合增强的自对准埋栅 MEMS 场发射三极管，并采用多物理场耦合仿真框架开展研究。器件通过牺牲薄膜沉积定义发射极，其阴极轮廓由沉积几何形貌决定，无需额外的光刻对准。利用静电吸合主动缩小阴极—阳极真空间隙，以增强电子发射。建立三维静电—力学耦合模型，分析吸合与释放迟滞、结构变形、电子轨迹及场发射特性，并研究结构参数对驱动行为和发射性能的影响。通过将 MEMS 机械调节与纳米尺度场发射相结合，为自对准、机械可调的真空微电子器件提供设计思路。

器件结构与加工方案

自对准发射极原理与几何分析

图 1(a) 给出了所提出埋栅 MEMS 场发射三极管的截面示意图。与传统固定间隙场发射器件[17–19]不同，该结构通过静电驱动实现真空间隙的机械调节。器件由悬浮阴极悬臂梁、埋置栅极、阳极和绝缘层组成。在较低栅极电压下，阴极悬臂梁发生可逆弹性变形，使发射间隙能够连续调节。当栅极电压达到吸合电压时，静电作用超过机械恢复作用，驱动阴极悬臂梁向绝缘限位层移动，显著减小阴极与阳极之间的有效距离，增强局部电场集中效应及电子发射能力。嵌入式 SiO_2 绝缘层同时作为机械限位结构和介电隔离层，在吸合状态下避免可动阴极与埋栅之间直接形成欧姆接触。在吸合状态下，该隔离结构可消除直接接触引起的短路及栅介质击穿风险。此外，当 V_{gate} 降低至 $V_{release}$ 以下时，弯曲悬臂梁中储存的弹性应变能提供机械恢复力，有助于克服表面黏附并缓解黏附引起的失效。

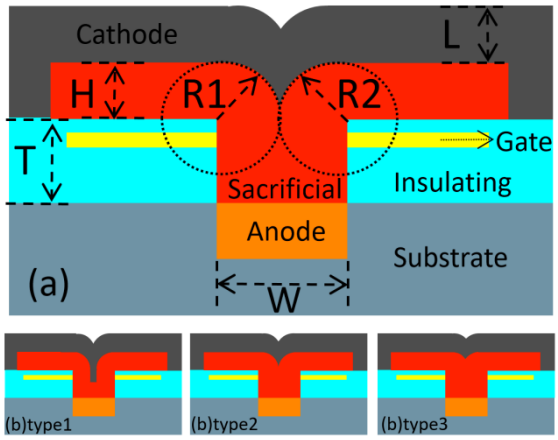


图 1. 自对准发射极原理。(a) 埋栅器件截面与几何参数；(b) 牺牲层沉积前沿的欠闭合、临界闭合和过闭合三种状态。

表 1. 不同闭合条件下沉积定义发射极的几何特征

闭合条件	针尖曲率半径	通道间距
2H<W（欠闭合）	R_{tip1}≈k_1(W−2H)	d=H
2H=W（临界闭合）	$R_{tip,ideal} \to 0$ $R_{tip2,min}$=k_2Rtip, ideal	d=T
2H>W（过闭合）	R_{tip3}≈$R_{tip2,min}$+k_3(2H−W)	d=T+Δ

自对准发射极通过沟槽边缘的牺牲薄膜沉积形成，如图 1(b) 所示。假定沉积过程为各向同性且具有共形性，牺牲层同时从沟槽两侧侧壁生长。当沉积厚度为 H 时，可将两侧沉积前沿近似为半径分别为 R_1 和 R_2 的圆弧，其中 R_1=R_2=H，且 W=T。对于初始宽度为 W 的沟槽，沉积后剩余开口宽度为

$$g = W - 2H \tag{1}$$

当 2H<W 时，沟槽仍保持部分开放，发射极轮廓不够尖锐。当 2H 接近 W 时，两侧沉积前沿相切，对应临界闭合条件。此时，理论上可形成具有最小曲率半径的自对准发射极针尖。当 2H>W 时，过量沉积进一步覆盖闭合区域，增大针尖半径，导致发射极钝化。同时，可通过调节过闭程度控制发射极长度。因此，2H=W 的临界沉积条件在发射极锐度和结构可控性之间提供了优化平衡。表 1 总结了三种闭合条件下发射极轮廓的几何演变，以及针尖曲率半径和通道间距的对应关系。

其中，R_{tip} 为发射极针尖曲率半径；k 为与几何近似及具体工艺有关的修正系数；Δ 为与沉积厚度 H 相关的增量，随 H 增大而增大；d 为阴极—阳极有效真空间隙。

拟议微纳加工流程

图 2 给出了自对准 MEMS 场发射三极管的拟议加工流程。该方法基于牺牲层辅助的共形沉积工艺，由沉积薄膜轮廓直接定义发射极几何形貌，无需额外进行发射极与栅极之间的光刻对准。

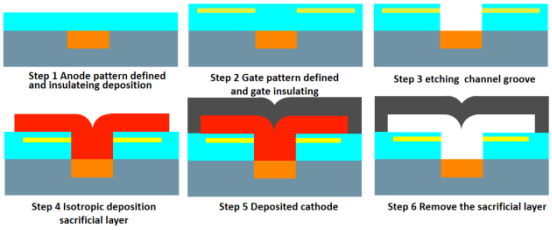


图 2. 自对准 MEMS 场发射三极管的拟议微纳加工流程。

机电耦合与场发射工作机制

所提出 MEMS 场发射三极管的工作依赖静电驱动与电子发射之间的机电耦合。在较低栅极电压下，栅极与悬浮阴极之间的静电力不足以引起失稳，阴极处于稳定的弹性变形状态。此时，阴极—阳极真空间隙可随栅极电压连续变化，实现发射条件的可逆调制。

当栅极电压超过吸合电压时，静电作用克服悬臂梁的机械恢复作用，引起突发位移跃迁。阴极悬臂梁迅速向绝缘限位层移动并进入吸合状态。较大的机械位移显著缩小阴极—阳极有效真空间隙，改变针尖附近的局部电场分布，为增强场发射提供有利条件。

反向扫描电压时，静电吸引力与机械恢复力共同维持吸合状态，因此器件不会立即回到初始位置。只有当栅极电压降低至释放电压以下时，阴极才脱离受限状态，形成机电迟滞响应。由此，吸合与释放过程为主动控制真空间隙及调节电子发射特性提供了额外自由度。

多物理场模型与延拓方法

三维机电与发射耦合模型

采用 COMSOL Multiphysics 建立所提出 MEMS 场发射三极管的三维多物理场模型，如图 3 所示。模型包括硅衬底、绝缘层、悬浮阴极悬臂梁、发射针尖、埋栅和阳极。耦合静电场与固体力学，分析栅极偏置下阴极悬臂梁的机电变形；随后采用带电粒子追踪分析电子输运行为。

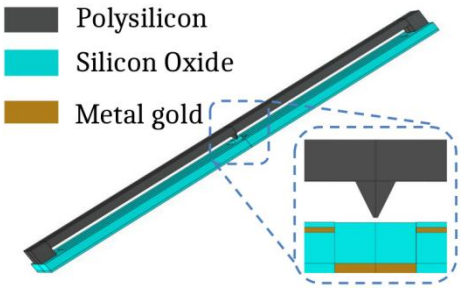


图 3. MEMS 场发射三极管的三维多物理场仿真模型。

结构参数依据前述自对准发射极设计原则确定，牺牲层厚度和沟槽宽度共同决定针尖轮廓及初始阴极—阳极真空间隙。仿真中采用的硅材料参数为：密度 2320 kg/m³、泊松比 0.22、杨氏模量 40 GPa[20]。其他材料参数采用 COMSOL 对应物理模型中的默认值。

为兼顾精度与计算效率，在发射针尖、阴极—阳极真空间隙及栅极耦合区域进行局部网格加密，其余衬底区域采用较粗网格。考虑结构对称性，采用四分之一模型，并施加对称边界条件，在保持仿真精度的同时降低计算成本。

逆向位移控制延拓算法

为准确获得完整的吸合与释放特性，采用位移控制延拓方法替代常规电压扫描。图 4 给出了逆向位移控制的闭环求解流程。该方法预先设定参考点的目标位移，并通过非线性求解器反向求解对应的栅极电压。

在每个位移步中，求解耦合的静电—力学方程以获得悬臂梁变形。将目标位移 S_{rel} 与计算位移 $S_{reference}$ 之间的残差引入全局方程约束，自动更新栅极电压，直至满足位移条件。收敛后记录对应的栅极电压和结构位移，并继续求解下一个位移步。

在整个变形范围内连续扫描目标位移，可得到包含稳定分支和不稳定分支的完整平衡路径。与常规电压控制扫描相比，该位移驱动的逆向求解方法可避免吸合临界点附近的数值发散，并可靠提取吸合与释放的迟滞特性。

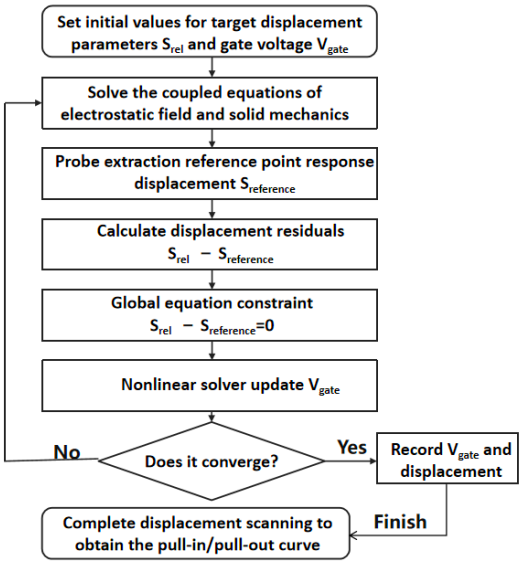


图 4. 逆向位移控制求解方法的流程图。

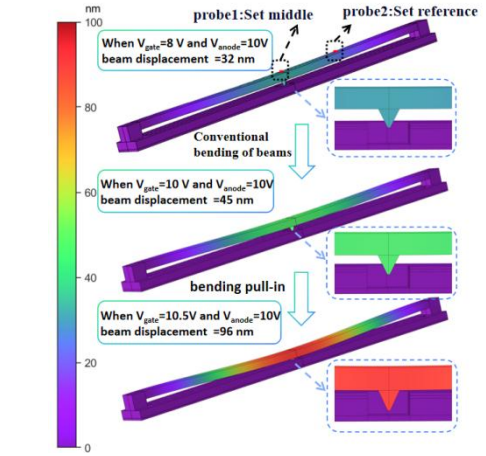
图 5(a) 示出了全局方程约束中位移控制点与位移监测点的选取。引入两个探针表征悬臂梁的变形：悬臂梁中心点 probe1 用于监测静电驱动过程中阴极—阳极实际间隙的变化；参考点 probe2 作为位移控制延拓方法的控制变量。

虽然中心点在驱动过程中具有最大位移，但吸合后不适合作为控制点。当悬臂梁接触绝缘限位层时，中心区域的位移受到机械约束，而悬臂梁其他区域仍可继续变形。因此，中心位移不能继续表征稳定数值延拓所需的连续变形状态。

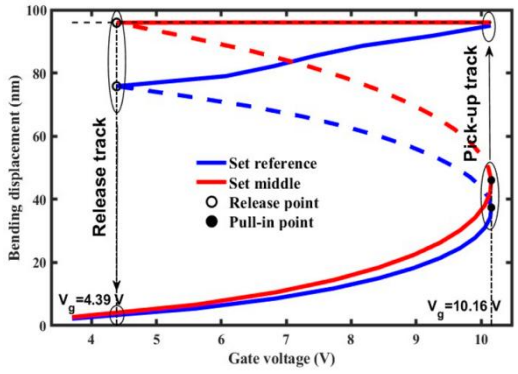
为使整个吸合与释放过程中的位移响应保持连续，将参考点选在悬臂梁中心与固定端之间。若参考点过于靠近锚固区域，其位移灵敏度不足，可能增大迭代求解中的数值误差。本文将参考点设置在距悬臂梁中心 1 μm 处，使整个驱动范围内的参考位移能够平滑变化。

固定阳极电压为 10 V 时，V_{gate}=8 V 对应的中心位移约为 32 nm。当栅极电压增大至 10 V 时，器件接近吸合临界状态，中心位移约为 45 nm。继续增大栅极电压至 10.5 V 以上，悬臂梁进入受限吸合状态。绝缘限位层将中心最大位移限制在 96 nm，对应吸合后的最终机械位移。

在下文中，“临界位置”指吸合跃迁前的状态，“吸合位置”指栅极电压超过吸合阈值后、受到机械限位约束的状态。



(a)



(b)

图 5. (a) 不同电压下的悬臂梁位移计算结果；(b) 标称悬浮阴极的吸合与释放特性。

仿真结果与讨论

迟滞特性与双稳态开关

图 5(b) 给出了悬臂梁在静电驱动下的吸合与释放特性。横坐标为栅极电压，纵坐标为悬臂梁位移。蓝色实线表示参考点位移，红色实线表示悬臂梁中心位移。虚线对应通过数值延拓获得的不稳定平衡分支；这些状态在数学上存在，但在常规准静态电压控制操作下无法稳定维持[21]。

在低电压范围内，静电力随栅极电压增大而逐渐增强，使悬臂梁连续向下弯曲。此阶段静电力与机械恢复力保持平衡，结构处于稳定平衡状态，因此参考点和中心点位移均随栅极电压平滑增加。

当栅极电压达到约 10.16 V 时，位移曲线到达吸合失稳临界点。此时，静电力梯度超过悬臂梁的有效机械恢复刚度，稳定平衡状态消失。悬臂梁随后迅速向绝缘限位层移动，并进入受限吸合状态。

吸合后，悬臂梁中心位移达到约 96 nm，表明中心区域首先接触绝缘限位层。中心点位移大于参考点位移，说明吸合过程主要表现为非均匀弯曲，而非整根悬臂梁的刚体平移。

反向扫描电压时，非线性静电吸引使悬臂梁维持受限吸合状态，在吸合电压 $V_{pull\text{-}in}$=10.16 V 与释放电压 $V_{release}$=4.36 V 之间形成明确的机电迟滞窗口。该窗口内器件表现为双稳态机械开关，并具有明显的发射电流差异（由 6 μA 增至 68 μA）。由于机械双稳态无需持续主动切换即可保持，该结构为抗辐射非易失机械存储和可重构真空逻辑门提供了物理基础，使其能够避免单粒子翻转（SEU）和高温漏电的影响。

图 5(b) 反映了该 MEMS 结构的三项主要特征：吸合电压与释放电压明显不同，形成典型静电迟滞；位移控制延拓方法能够捕获常规电压扫描难以获得的不稳定平衡分支；吸合时悬臂梁发生显著的非均匀弯曲，为主动调制阴极—阳极真空间隙及增强场发射提供机械基础。

机电真空间隙调制与发射增强

基于 Fowler–Nordheim（FN）隧穿理论分析所提出 MEMS 真空三极管的场发射特性。在足够强的电场作用下，电子可通过隧穿穿过阴极表面势垒并产生场发射电流。发射电流密度可表示为[21]

$$J = A_{FN}\frac{E_S^2}{\Phi}\cdot exp(-B_{FN}\frac{\Phi^{3/2}}{E_s}) \qquad (2)$$

其中，J 为场发射电流密度，E 为阴极表面的局部电场，Φ 为阴极材料的功函数，A_{FN} 和 B_{FN} 为与电子发射过程有关的 Fowler–Nordheim 常数。发射针尖附近的局部电场可近似表示为

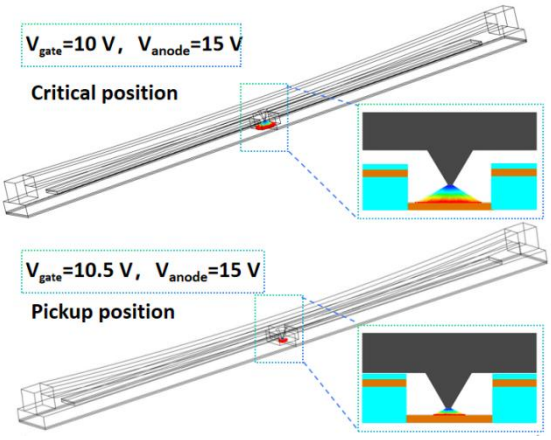
$$E = \beta\frac{V_{eff}}{d} \qquad (3)$$

其中，β 为由发射极几何形貌决定的电场增强因子，V_{eff} 为阴极与阳极之间的有效电压，d 为阴极—阳极真空间隙。

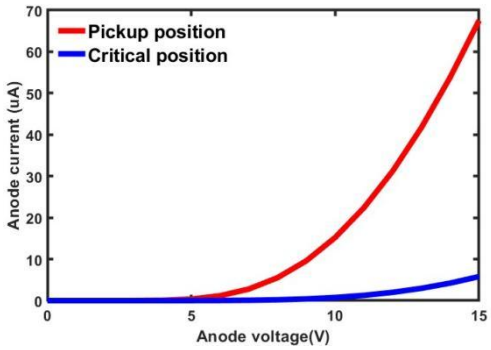
在该器件中，静电吸合直接改变阴极—阳极真空间隙及针尖附近的电场分布。由于 FN 发射电流对局部电场呈指数依赖，即使真空间隙仅略微减小，也可能引起发射电流显著增加。因此，FN 理论解释了通过机械控制真空间隙实现场发射增强的物理机制。

图 6(a) 给出了固定阳极电压 V_{anode}=15 V 时，不同栅极电压下的电子轨迹与速度分布。上、下两组结果分别对应 V_{gate}=10 V 和 10.5 V，局部放大图展示了阴极针尖附近的电子发射及输运行为。

当 V_{gate}=10 V 时，器件处于吸合前状态。阴极针尖处集中的强电场引起场发射，发射电子随后在引出电场作用下向阳极加速，沿输运方向的速度逐渐增大。同时，发射区域附近的非均匀电场使电子轨迹呈现一定程度的发散。



(a)



(b)

图 6. (a) 场发射与电子轨迹仿真；(b) 临界位置和吸合位置下的阳极电流—阳极电压特性。

当 V_{gate} 增大至 10.5 V 时，增强的静电作用使悬浮阴极产生更大位移，缩小阴极—阳极真空间隙，并改变局部电极配置。因此，针尖附近的电场重新分布，电子轨迹随之变化。与吸合前状态相比，电子束在发射区域附近更为集中，说明机械位移不仅减小电极间距，还能够调节电子输运路径及空间分布。

这些结果表明，器件可通过栅极电压驱动的机械变形实现对电子输运的机电调节，其中静电吸合是调制场发射特性的主动机制。

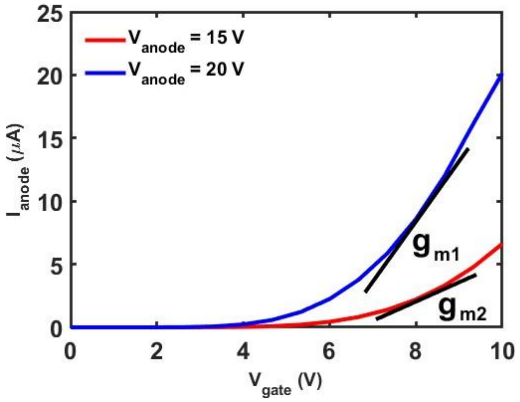
图 6(b) 给出了临界位置和吸合位置下提取的阳极电流—阳极电压特性。两种状态的发射电流均随阳极电压非线性增大，呈现典型场发射输运行为；但吸合位置下的发射电流明显高于临界位置。

当阳极电压达到 15 V 时，吸合位置下的发射电流约为 68 μA，而临界位置下仅约为 6 μA。该增强来自吸合后阴极针尖与阳极之间有效距离的缩短，使发射位置的局部电场增大。根据 FN 机制，发射电流指数依赖于局部电场，因此减小电极间距可显著提高电子隧穿概率并增强发射电流。

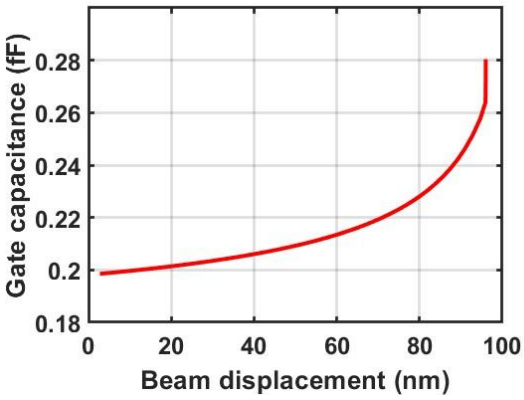
结合电子轨迹分析可知，该结构通过栅控机械位移，实现了对电极间距、电场分布、电子输运和场发射电流的耦合调节。

小信号转移特性与射频性能评估

讨论转移特性前，需说明吸合跃迁后栅极调制能力会发生变化。阴极悬臂梁进入吸合状态后，发射针尖与栅极的相对位置明显改变，栅极电场对发射区域的有效贡献降低。此时，电子发射主要由阳极引出电场决定，显著减小的阴极—阳极真空间隙成为发射电流增强的主要因素。因此，吸合后的器件更接近机械驱动的真空二极管，栅极主要承担静电驱动作用，而非直接控制发射。本文在吸合前工作区间评估转移特性，以研究栅控发射行为。



(a)



(b)

图 7. (a) 不同阳极电压下吸合前的转移特性；(b) 悬臂梁运动过程中的总栅极寄生电容。

图 7(a) 给出了不同阳极电压下吸合前的转移特性。在 V_{anode}=15 V 和 20 V 时，提取阳极电流 I_{anode} 随栅极电压 V_{gate} 的变化关系。在较低栅极电压下，由于针尖电场不足以引起明显的场发射，发射电流接近噪声水平。随着 V_{gate} 增大，栅极与悬浮阴极之间的静电力增强，阴极位移增大，阴极—阳极有效真空间隙逐渐减小。电极间距缩小增强了针尖处的局部电场，从而按照 FN 机制增大发射电流。

当栅极电压接近吸合阈值时，阳极电流呈现明显的非线性增长，这源于阴极位移与电子发射之间的强机电耦合。吸合临界条件附近，栅极电压的小幅增加可引起较大的阴极位移，进一步缩小发射间隙并增强局部电场。由于阳极引

出电场更强，V_{anode}=20 V 时的发射电流显著高于 V_{anode}=15 V 时的结果。当 V_{gate}=10 V 时，上述两种阳极偏置对应的阳极电流分别约为 20 μA 和 6 μA。这表明，吸合前器件能够通过静电诱导的阴极形变实现对场发射电流的有效栅控调制。

除直流转移特性外，还评估了栅极寄生电容，以估算器件的高频能力，如图 7(b) 所示。悬臂梁运动时，栅极与可动阴极之间的相对位置持续变化，总栅极寄生电容随之变化。在小信号近似下，可根据跨导与总栅极电容估算理论截止频率[22]：

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gg}} \tag{4}$$

$$g_m = \frac{\Delta I_{anode}}{\Delta V_{gate-cathode}} \tag{5}$$

其中，f_c 为理论截止频率；g_m 为跨导，表征栅极对阳极电流的控制能力；C_{gg} 为总栅极寄生电容。

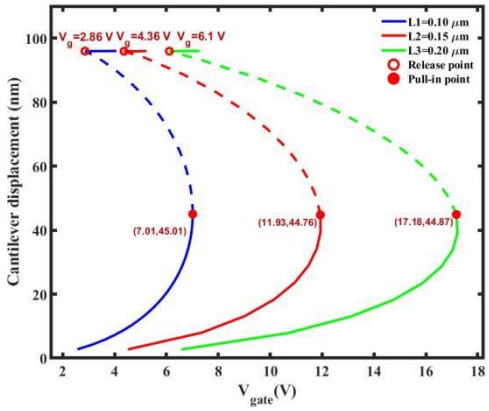
为评估具有代表性的工作点，在 V_{gate}=8 V 附近，根据转移特性的局部斜率提取跨导。V_{anode}=15 V 和 20 V 时，仿真跨导分别约为 1.45 μS 和 4.62 μS；该工作点的总栅极电容约为 0.21 fF。将这些参数代入式（4），得到两种阳极偏置下理论本征小信号截止频率分别为 1.10 GHz 和 3.50 GHz。需说明，MEMS 机械驱动用于静态或准静态间隙设定及阈值重构，而高频射频放大由电子在纳米真空间隙中的亚皮秒弹道渡越过程决定。由于总栅极寄生电容较小（C_{gg}=C_{ga}+C_{gc}≈0.21 fF），在工作间隙经机电作用锁定后，器件可实现 GHz 量级的小信号开关，而不受机械谐振频率限制。

结构参数对驱动阈值的影响

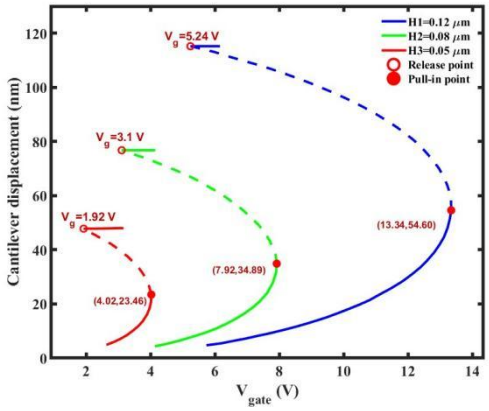
图 8(a) 给出了初始阴极—栅极间隙固定为 100 nm 时，不同阴极悬臂梁厚度下的吸合与释放特性。悬臂梁厚度由 0.10 μm 增至 0.20 μm 时，吸合电压由 7.01 V 明显增大至 17.18 V，释放电压由 2.86 V 增大至 6.1 V。该变化主要来自悬臂梁增厚引起的机械刚度增加。结构变形时产生更大的恢复力，因此需要更强的静电驱动作用来克服机械阻力并触发吸合失稳。

三种悬臂梁厚度对应的临界吸合位移分别为 45.01 nm、44.76 nm 和 44.27 nm，仅在约 45 nm 附近小幅变化。这说明悬臂梁厚度主要通过改变机械刚度影响驱动电压，而临界位移主要由静电配置及初始电极几何关系决定。此外，吸合电压与释放电压的明显差异形成清晰的迟滞窗口，有利于器件实现稳定的双稳态工作。

图 8(b) 给出了阴极厚度固定为 0.14 μm 时，初始阴极—栅极间隙对吸合与释放特性的影响。随着栅极电压增大，悬浮阴极在静电吸引作用下逐渐向栅极弯曲。当静电作用超过机械恢复作用时，器件达到临界失稳条件并发生突发位移跃迁。



(a)



(b)

图 8. (a) 初始阴极—栅极间隙为 100 nm 时，不同阴极悬臂梁厚度下的吸合与释放特性；(b) 阴极厚度为 0.14 μm 时，不同初始阴极—栅极间隙下的吸合与释放特性。

不同初始阴极—栅极间隙对应的吸合点分别为（4.02 V，23.46 nm）、（7.92 V，34.89 nm）和（13.34 V，54.60 nm）。结果表明，增大初始电极间隙会显著提高吸合电压和临界位移。电极距离增大使静电耦合减弱、局部电场集中程度降低，因此需要更高电压才能产生足够的静电吸引。

结论

本文提出了一种具有静电可调真空间隙的自对准 MEMS 场发射三极管。发射针尖通过牺牲层辅助的共形沉积工艺形成，其轮廓由沟槽几何形貌与沉积厚度决定，无需额外进行发射极与栅极之间的对准。建立结合位移控制延拓方法的三维静电—力学耦合模型，对吸合与释放行为进行表征。仿真得到吸合电压为 10.16 V、释放电压为 4.36 V，吸合后阴极—阳极真空间隙由约 55 nm 主动缩小至 10 nm。间隙缩小增强了局部电场并提高场发射电流。结构参数分析进一步表明，悬臂梁厚度和电极间距可有效调节驱动电压与迟滞特性。结果说明，静电吸合可由通常被视为不利的失稳现象转化为主动调节机

制，为自对准、可调的真空微电子器件提供一种设计策略。

参考文献

[1] S.Srisonphan,Y.S.Jung,and H.K.Kim,“Metal–oxide–semiconductor field-effect transistor with a vacuum channel, ” Nat.Nanotechnol.,vol.7,pp.504–508,2012,doi: 10.1038/nnano.2012.107.

[2] J.-W.Han,J.S.Oh,and M.Meyyappan,“Vacuum nanoelectronics: Back to the future?—Gate insulated nanoscale vacuum channel transistor,” Appl.Phys.Lett.,vol.100,no.21,213505,2012,doi: 10.1063/1.4717751.

[3] J.-W.Han,D.-I.Moon,and M.Meyyappan,“Nanoscale vacuum channel transistor,” Nano Lett.,vol.17,no.4,pp.2146–2151,Apr.2017,doi: 10.1021/acs.nanolett.6b04363.

[4] J.-W.Han,M.-L.Seol,D.-I.Moon,G.Hunter,and M.Meyyappan,“Nanoscale vacuum channel transistors fabricated on silicon carbide wafers,” Nat.Electron.,vol.2,pp.405–411,2019,doi: 10.1038/s41928-019-0289-z.

[5] S.Nirantar et al.,“Metal–air transistors: Semiconductor-free field-emission air-channel nanoelectronics,” Nano Lett.,vol.18,no.12,pp.7478–7484,2018,doi: 10.1021/acs.nanolett.8b02849.

[6] J.Kim,J.Kim,H.Oh,M.Meyyappan,J.-W.Han,and J.-S.Lee,“Design guidelines for nanoscale vacuum field emission transistors,” J.Vac.Sci.Technol.B,vol.34,no.4,042201,2016,doi: 10.1116/1.4944687.

[7] P.Han,X.Li,J.Cai,and J.Feng,“Vertical nanoscale vacuum channel triodes based on the material system of vacuum electronics,” Micromachines,vol.14,no.2,346,2023,doi: 10.3390/mi14020346.

[8] X.Wang,C.Zheng,T.Xue,Z.Shen,M.Long,and S.Wu,“Nanoscale vacuum field emission triode with a double gate structure,” IEEE Electron Device Lett.,vol.43,no.2,pp.292–295,2022,doi: 10.1109/LED.2021.3136875.

[9] J.Kim,J.Kim,H.Oh,M.Meyyappan,J.-W.Han,and J.-S.Lee,“Design guidelines for nanoscale vacuum field emission transistors,” J.Vac.Sci.Technol.B,vol.34,no.4,042201,2016,doi: 10.1116/1.4944687.

[10] J.Xu,Y.Qin,Y.Shi,Y.Yang,and X.Zhang,“Design and circuit simulation of nanoscale vacuum channel transistors,” Nanoscale Adv.,vol.2,pp.3582–3589,2020,doi: 10.1039/d0na00442a.

[11] W.-M.Zhang,H.Yan,Z.-K.Peng,and G.Meng,“Electrostatic pull-in instability in MEMS/NEMS: A review,” Sens.Actuators A Phys.,vol.214,pp.187–218,2014,doi: 10.1016/j.sna.2014.04.025.

[12] R.H.Fowler and L.Nordheim,“Electron emission in intense electric fields,” Proc.R.Soc.A,vol.119,pp.173–181,1928,doi: 10.1098/rspa.1928.0091.

[13] E.L.Murphy and R.H.Good,“Thermionic emission,field emission,and the transition region,” Phys.Rev.,vol.102,no.6,pp.1464–1473,1956,doi: 10.1103/PhysRev.102.1464.

[14] T.A.de Assis,F.F.Dall’Agnol,and R.G.Forbes,“Field emitter electrostatics: A review with special emphasis on modern high-precision finite-element modelling,” J.Phys.: Condens.Matter,vol.34,no.49,493001,2022,doi: 10.1088/1361-648X/ac920a.

[15] R.G.Forbes,“Field emission: New theory for the derivation of emission area from a Fowler–Nordheim plot,” J.Vac.Sci.Technol.B,vol.17,no.2,pp.526–533,1999,doi: 10.1116/1.590588.

[16] K.L.Jensen,“Field emission—Fundamental theory to usage,” in Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering,2014,doi: 10.1002/047134608X.W3129.pub2.

[17] J.Rouhi,M.R.Mahmood,S.Mahmud,and R.Dalvand,“The effect of emitter geometry on lateral field emission diodes fabricated by AFM-based electrochemical nanolithography,” J.Solid State Electrochem.,vol.18,no.6,pp.1695–1700,2014,doi: 10.1007/s10008-014-2403-5.

[18] M.Liu et al.,“An emission stable vertical air channel diode by a low-cost and IC compatible BOE etching process,” Nanoscale,vol.13,no.11,pp.5693–5699,2021,doi: 10.1039/d0nr08997d.

[19] J.Chen,Q.Liu,Y.Liu,and W.Yu,“A novel approach for large-scale fabrication of nanoscale vacuum electronic devices with high compatibility and controllability,” IEEE Electron Device Lett.,vol.46,no.8,pp.1397–1400,2025,doi: 10.1109/LED.2025.3580064.

[20] R.Bhattacharya,J.-W.Han,J.Browning,and M.Meyyappan,“Complementary vacuum field emission transistor,” IEEE Trans.Electron Devices,vol.68,no.10,pp.5244–5249,2021,doi: 10.1109/TED.2021.3106868.

[21] A.Di Bartolomeo et al.,“A WSe_2 vertical field emission transistor,” Nanoscale,vol.11,no.4,pp.1538–1548,2019,doi: 10.1039/c8nr09068h.

[22] H.Zang,G.Zhang,Y.Zhang,Y.Xing,and W.Zhou,"Vacuum field emission transistors with small gate-cathode overlapping areas: a simulation study," J.Comput.Electron.,vol.21,pp.633-643,Jun.2022,doi: 10.1007/s10825-022-01869-x.