arXiv:2303.02933v2 [cond-mat.mes-hall] 6 Dec 2023

用于量子点高灵敏度反射测量的低温超突变型钛酸锶变容二极管

Rafael S. Eggli,[1,*] Simon Svab,[1,†] Taras Patlatiuk,[1] Dominique A. Trüssel,[1] Miguel J. Carballido,[1] Pierre Chevalier Kwon,[1] Simon Geyer,[1] Ang Li,[2,‡] Erik P. A. M. Bakkers,[2] Andreas V. Kuhlmann,[1] 和 Dominik M. Zumbühl[1,*]

[1]瑞士巴塞尔大学物理系，*Klingelbergstrasse 82*，*CH-4056* 巴塞尔[2]荷兰埃因霍温理工大学应用物理系，*Den Dolech 2*，*5612 AZ* 埃因霍温

射频反射测量技术可实现对半导体量子点的高带宽读出。要获得高灵敏度，需要对谐振电路进行精细的阻抗匹配，但在低温下这颇具挑战。基于砷化镓的电压可调电容器（即变容二极管）可用于原位调节电路阻抗，但在低于 10 K 的温度和磁场中会性能退化甚至失效。本文研究了一种基于钛酸锶的变容二极管，其电容-电压特性呈超突变型，电容可调谐性媲美性能最佳的砷化镓器件。本文提出的变容二极管设计紧凑、可扩展且易于进行引线键合，电容范围为 45 pF 至 3。2 pF。我们将谐振电感-电容电路调谐至完美阻抗匹配，并观察到其匹配性能稳定，不受温度和磁场影响，在 11 mK 的低温以及最高 2 T 的面内磁场下均能保持。最后，我们在锗/硅核壳纳米线空穴双量子点上进行栅极色散电荷传感，为实现基于栅极的单次自旋读出铺平道路。我们的研究将小型、耐磁场且高度可调的变容二极管带入毫开尔文温度范围，拓展了低温射频应用的工具箱。

I. 引言

近年来，半导体自旋量子比特的实现取得了快速进展 [1–4]。锗（Ge）和硅（Si）纳米结构中的空穴自旋尤为引人关注，这得益于全电学自旋控制 [2, 5–9], 、较短的栅极时间 [10–12],、高温下的量子比特运行 [13–15], 、带自旋原子核的固有浓度较低，以及 p 型空穴波函数导致的超精细相互作用减弱 [16], 还有噪声甜点的存在 [17–19]。

半导体量子比特器件中电荷态和自旋态的快速读出，通常采用高频反射测量方法实现，例如射频（RF）单电子晶体管 [20–23], 、单引线传感点 [24, 25] ，或栅极色散电荷传感 [26–30]。后者构成了占用面积最小的电荷传感装置：用于静电定义量子点的同一个栅极，也可用于探测附近的量子点。因此，栅极反射测量显然是纳米线量子比特的理想选择，因为外部电荷传感器难以实现 [31–35]。

栅极传感器的器件阻抗很高，通常从电阻量子量级的 $Z \geq 25.8$ kΩ 到 $Z \sim$ GΩ，因此需要向 $Z \geq 25.8\Omega$ 下变频，以最大化信号和带宽。

* 电子邮件：rafael.eggli@unibas.ch，dominik.zumbuhl@unibas.ch

† 此作者作为第一作者对本研究作出了同等贡献

‡现地址：先进材料微结构与性能研究所，北京工业大学，中国北京，100124。

下变频通过电感-电容（LC）谐振器（即谐振回路）实现，其由表面贴装电感器以及电路或器件的寄生电容 [29]构成。精心设计电路可确保最佳信噪比和高灵敏度 [27, 36]。量子比特操作所需的低温和磁场常会影响电路的射频特性。因此，需要在原位调节阻抗匹配，进而调节射频源电路与 LC谐振器之间的耦合。可使用变容二极管实现这一点 [16, 24, 37–39]。

具有高调谐范围和陡峭电容-电压（CV）曲线的商用变容二极管被归类为超突变型变容二极管，通常是掺杂砷化镓（GaAs）二极管。通过施加反向偏置电压，可以调节二极管 p-n 结耗尽区的宽度，从而有效改变电容器的厚度，进而改变二极管的串联电容。掺杂型变容二极管在量子应用中的适用性有限，需要使用多个二极管 [38, 39]。这是由于冻结效应 [39] 以及对所施加磁场的强烈依赖性。特别是，迄今为止，使用两个砷化镓变容二极管实现完美阻抗匹配的演示仅达到 $T \sim 200$毫开尔文。 [39]

为解决这些问题，钛酸锶（STO）等量子顺电材料正被考虑用作替代性低温变容二极管 [40, 41]。在 10 K 以下，STO 的介电常数范围为$\epsilon_r = 10'000 - 24'000$ ，具体取决于晶体取向；研究表明，通过电场可以对其进行调谐，使介电常数降低十倍以上 [42–45]。这种强电场可调谐性使

STO 成为设计可调谐低温射频器件（如变容二极管或谐振器[40, 41, 46]）的理想候选材料。阻抗匹配所需的目标电容范围相对较小，为 $C_{var} < 50$pF [38]，这使得 STO 变容二极管的设计颇具挑战性。鉴于较高的 ϵ_r，在钛酸锶晶体相对两面设置电极形成的平板电容器，在需要达到如此低的 C_{var} 时会面临相互冲突的限制：i）电容器极板尺寸过小，不便于进行引线键合；或 ii）极板间距过大，无法形成均匀的高电场，从而降低可调谐性 [41]。此外，在晶体相对两面连接电极并不方便，也限制了可扩展性。

本文提出了一种在钛酸锶上采用表面图案化的环形变容二极管设计，可实现超突变型电容-电压特性，其调谐范围超过典型砷化镓变容二极管 [24, 38, 39]，且可在低至毫开尔文的温度下工作，不受磁场影响。我们制作了多种尺寸的变容二极管，并首先在 4 开尔文下对其进行表征，以优化可调谐性和电容范围。

接下来，我们将此类变容二极管集成到用于栅极色散读出的谐振回路中。所选设计的占用面积为 300 μm，小于钛酸锶平板电容器的布局和封装式商用变容二极管。无需重新调节变容二极管，即可在从 $T \approx 4$开尔文到 11 毫开尔文的宽广温度范围内以及最高 2 特斯拉的磁场下实现临界耦合。我们使用匹配后的电路，对由锗/硅核壳纳米线（纳米线）中形成的空穴双量子点（双量子点）内的电荷跃迁进行色散测量 [47–50]。类似的纳米线已被用于展示具有高度可调谐性的全电控超快自旋量子比特运行 [6–8, 10]。为直接探究阻抗匹配对栅极色散电荷传感的重要性，我们测量了不同匹配条件下及不同电荷跃迁处的信噪比。我们实现的栅极色散电荷传感，为利用栅控量子点实现高保真栅极色散单次自旋读出铺平了道路。在低温下实现高度可调谐的电容器，使半导体电荷传感以外的多种应用能够采用更先进的电路架构。

II. 4 开尔文下的变容二极管表征

A. 几何结构

图 1 a) 展示了环形变容二极管设计。该设计包含两个电极，以及一个直径为 D以及一个宽 50 μm 的同心环，与圆形结构之间相隔 w。外环上宽 $g = 20$μm 的间隙便于剥离。电极图案制备在商用 (001) 钛酸锶芯片抛光面上，芯片厚度为 $t = 0.5$ mm（附录A 1）。这种几何结构具有若干关键特性，可实现变容二极管的最佳性能：晶体中的电场在电极附近集中且强度较高——

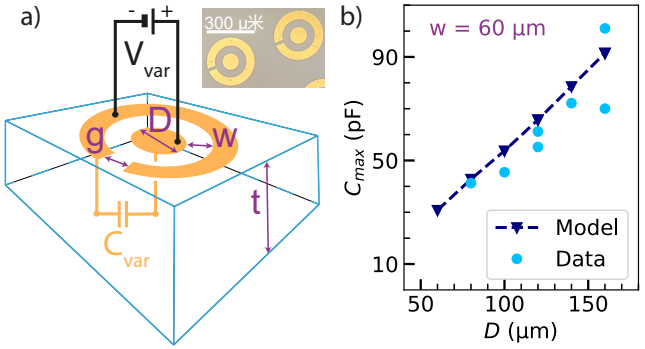

图 1. **STO 环形变容二极管的几何结构** a) STO变容二极管设计示意图。两个金电极、一个直径为 D 的圆和一个与圆间距为 w 、间隙为 $g = 20$微米的同心环构成电容器。施加直流电压 V_{var} 后，钛酸锶晶体内会产生电场；由于几何结构紧凑，电场高度局域化。插图：制成的变容二极管的光学显微图。b) 零场电容 C_{max} 随 D 的变化关系，其中 $w = 60$微米；该结果由 COMSOL 模拟（三角形）并通过测量（圆形）获得。

局部电场集中且强度较高。这使得 ϵ_r 具有较高的可调谐性，同时峰值电容C_{max} 保持在所需范围内。变容二极管占用面积小，仅为 ~ 300μm，且采用单面金属化，因此可与其他电路元件紧密集成，并具有可扩展性。特别是，我们能够在一块芯片上布置 9 个彼此独立的环形变容二极管，其尺寸与可比实验中使用的商用表面贴装砷化镓变容二极管（*MACOM* MA46 系列）相当 [24, 38, 39]。

本节所述的所有测量均在 4 开尔文下，采用标准锁相技术以 1 千赫进行。此前有报告指出，从 1 千赫到 50 兆赫，未观察到可调谐性和 ϵ_r 对频率的依赖，并据此预测其 ϵ_r 在 100 千兆赫以下保持恒定 [44]。因此，我们预计低频测量结果同样适用于典型的反射测量频率。我们使用 *COMSOL* 估算所设计器件的零场电容 C_{max}，以确定最优器件尺寸。为简化起见，我们假设介电常数$\epsilon_r = 24'000$各向同性，其数值近似等于 4 开尔文下平行于 (001) 方向的电场线对应的实验值 [44]。在模拟中，我们主要关注 D 和 w，发现 g 以及外环宽度均不会显著影响 C_{max}。我们将 D 从 60 微米变化至 160 微米，并将 w 从 10 微米变化至 80 微米，制备了由 36 种不同组合构成的阵列；由于可调谐性降低，排除了 $w > 60$微米的情况。并非所有组合都进行了测量，因为 w 和 D 过小常会导致引线键合时两个电极之间短路（详见附录 C 1）。

在图 1 b) 中，我们比较了通过有限元模拟和测量估算得到的零场电容 C_{max}，其中 $w = 60$为 μm， D可变。我们发现二者吻合良好；需要指出的是，模型对电容的某些小幅高估可能是由 ϵ_r的各向异性造成的，而模拟中忽略了这一点。此外，施加C_{max} 中 II B 和图 2 c) 所述的负变容二极管电压所导致的可调谐性部分损失也可能解释部分测量值低于模型的情况，因为其中一些数值取自从变容二极管电压 DV 开始的电压扫描。

施加 V_{var} 中 II B 和图 2 c) 所述的负变容二极管电压也可能解释部分 C_{max} 测量值低于模型的情况，因为其中一些数值取自从变容二极管电压 $V_{var} = -2$V 开始的电压扫描。

B. 电压可调性

钛酸锶变容二极管的电容可调性依赖于低温下的近临界铁电相变，但由于量子涨落，该相变永远不会真正发生[40, 41, 46, 51]。温度低于约 10 K 时，已达到低温极限，ϵ 不再随温度变化，因此钛酸锶变容二极管在 10 K 以下具有很高的可靠性和重复性。Johnson 关系描述了 ϵ_r 对直流电场呈现的高度非线性依赖的一阶近似；忽略各向异性后，可用它表示 C_{var} 的电压可调性 [40, 41, 51]:

$$C_{var}\left(V_{var}\right) = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{(V_{var} - V_{offset})^2}{V_0^2}\right)^{1/3}} \qquad (1)$$

其中，C_0 为零场电容，V_{var} 为施加的变容管电压，V_{offset} 则用于描述实验观测到的峰值电容偏离$V_{var} = 0$ V 的情况。电压 V_0 表征 ϵ_r 可调谐性的强弱，并且与几何结构相关 [46]。

从现在起，我们重点关注满足 D =100 µm 和 w = 50 µm 的器件，因为这些变容二极管覆盖了所需的电容范围，且易于键合。图 2 a) 展示了 13 个名义上相同器件的电容-电压特性，以及它们的平均曲线；这表明所有器件的电容与平均值相差均在 10% 以内。所有曲线都呈现出典型特征：在零 V_{var} 附近电容达到最大值，并在较大电压下受到抑制。将全部 13 条曲线拟合到方程 (1) 后发现，该模型在几乎整个范围内都与数据高度吻合。此外，所有器件的三个拟合参数都非常接近，变化幅度仅约为 10%。

为了与其他变容二极管进行比较，我们采用标准的二极管变容管理论，并以幂律指数 γ 作为衡量变容管性能的基准，其中 γ 越大表示可调谐性越高。突变型变容管具有 $\gamma \leq 0.5$；若 $\gamma > 0.5$，则该变容管被认为是超突变型，表明其具有最高的可调谐性 [52]。作为比较基准，类似实验中使用的一种典型砷化镓变容二极管具有 $\gamma = 1$（图 2 b)）。处于峰值可调范围附近的二极管变容管，其电容-电压特性可表示为:

$$C_{var}\left(V_{var}\right) = \frac{K}{\left(V_{var} + \Phi_{diode}\right)^{\gamma}} \qquad (2)$$

其中 K 是电容常数，V_{var} 是施加的变容管电压，Φ_{diode} 是该变容二极管的内建电势

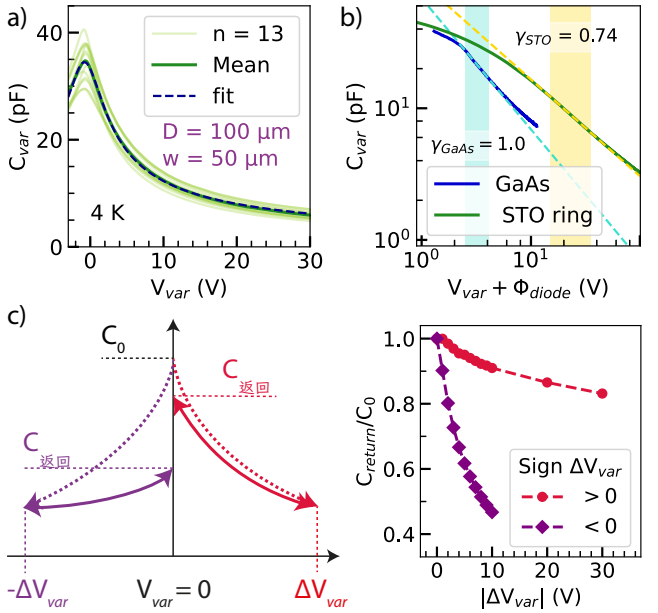

图 2. **电容-电压特性** a) 在 13 个名义上相同的器件（浅绿色）上测得的变容二极管电容 C_{var}随施加的直流电压的变化关系、平均值（深绿色）以及平均值对方程 (1) 的拟合（深蓝色）。对全部 13 条曲线进行拟合，得到 $C_0 = 34 \pm 3$pF、$V_{offset} = -0.8 \pm 0.1$V 和 $V_0 = 2.4 \pm 0.3$V。b) 4 K 时商用砷化镓变容二极管与一个代表性 STO 环的电容可调性对比。黄色（青绿色）虚线是方程 (2) 对 STO（砷化镓）电容-电压曲线最陡区间的拟合，阴影区域标示了该区间。c) 变容二极管峰值电容降低的示意图（左图）和定量分析（右图）。施加负 V_{var}（紫色菱形）会导致 C_{var}显著退化（$V_{var} = 0$V），而施加正 V_{var}（红色圆圈）造成的影响较轻。

变容二极管 [52]。对于砷化镓变容二极管，$\Phi_{GaAs} = 1.3$ 伏特成立[53]。

将全部 13 个器件的电容-电压曲线在峰值可调范围内拟合到方程 (2)，我们发现，在较大的电压范围内均呈现超突变特性，平均值为 γ_{STO} =0.72 ± 0.05，如附录 C 3 所示。这略高于根据方程 (1) $\gamma \approx 0.66$ 预期的值。我们注意到，在这一高可调谐区域（图 2 b) 中以黄色阴影标示），如附录 C 2 所示，方程 (2) 的拟合结果比方程 (1) 略微更好地符合测得的电容。类比于内建电势，在拟合中将 V_{offset} 用作 $\Phi_{STO} = 0.8$ 伏特。为尽量减小下文所述的可调谐性损失，我们测量了一个从 $V_{var} = 0$伏特到 $V_{var} = 100$伏特的单个变容二极管，如图 2 b) 所示。该 STO变容二极管可实现的电容范围为 $C_{var} = 45.0$皮法至 3.2 皮法，超过了在类似实验中使用的商用砷化镓器件（*MACOM* MA46H204-1056） [24, 38, 39] 以及先前的钛酸锶平板电容器实现方案 [41]的范围。

有趣的是，与（001）器件相比，在（100）和（111）钛酸锶上制备的几何结构相同的变容二极管，其电容—电压响应并无显著差异

。尽管（100）等同于（001）方向，但（111）钛酸锶的零磁场介电常数为$\epsilon_r = 12\,000$ [44]，仅为（001）钛酸锶的一半。表面电极近似具有圆对称性，能够对晶面内各个电场方向进行均匀积分，从而有效平均掉 ϵ_r中的各向异性。

将电压从 $V_{var} = 0$伏特扫至有限电压 ΔV_{var}，再回到零，我们观察到 C_{var}（$V_{var} = 0$伏特）从 C_0 降至 C_{return} （图 2 c)）。如果随后将 V_{var} 保持在这一相同范围内，电容-电压特性将保持稳定。该下降与 ΔV_{var} 的符号密切相关，其定义见图 1 a)。负的 ΔV_{var} 导致的损耗明显大于正的 ΔV_{var}。图 2 c) 右图对这一效应进行了量化：通过将电压扫至越来越大的 $|\Delta V_{var}|$，再回到零，测量 C_{return}/C_0。经过热循环升至 295 开尔文后，损失的可调范围完全恢复。此前已有研究讨论过多种顺电材料中的类似效应，并将其归因于晶体中微团簇的极化，例如钛酸锶中的 O 空位 [46, 51]。这种与电压极性和电压历史相关的电容-电压特性虽与铁电滞后无关，但在文献中被称为滞后 [41, 46]。即使只施加正电压，可调谐性仍会出现残余退化；通过选择合适的变容二极管尺寸并限制所施加电压的范围，即可轻松避免这一问题。

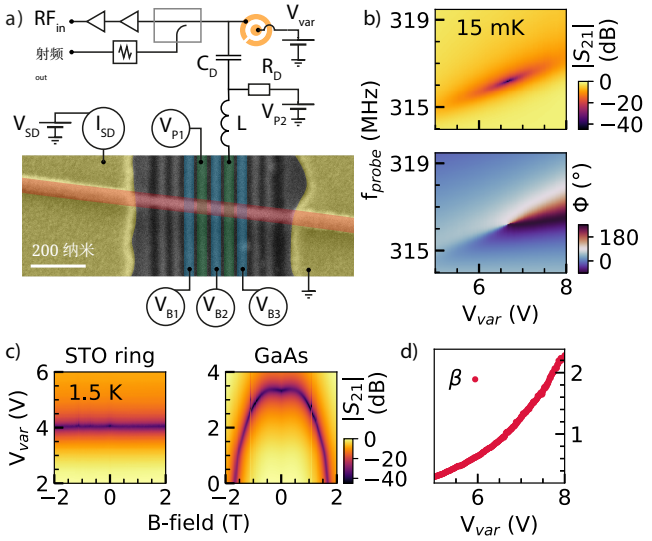

图 3. **反射测量装置与阻抗匹配** a) 采用 STO 匹配变容二极管的栅极反射测量电路。伪彩色扫描电子显微镜图像显示了一个带有九个栅极的纳米线器件，其中五个栅极用于构成一个双量子点，包括两个柱塞栅（绿色）和三个势垒栅（蓝色）。纳米线（红色）两端均接有触点，可对导线进行直流电流测量。b) 探针温度为 $T_{probe} \approx 15$毫开尔文时的阻抗匹配。达到完美匹配时，反射振幅最小，相位响应表明系统从欠耦合（$V_{var} < 6.625$ 伏特）突然转变为过耦合（$V_{var} > 6.625$伏特）。c) 在 $T \approx 1.5$ 开尔文、无纳米线器件时的磁场依赖的阻抗匹配。采用 STO 环形变容二极管的谐振回路不受高达 2 特斯拉的磁场影响。使用砷化镓变容二极管时，匹配电压会显著偏移，使量子比特测量更加复杂。d) 耦合系数 β 随 V_{var} 的变化。

III. 锗/硅核壳纳米线双量子点的栅极色散电荷传感

A. 阻抗匹配

接下来，我们采用锗/硅核壳纳米线空穴双量子点进行栅极色散电荷传感，并使用STO变容二极管优化阻抗匹配。纳米线器件的制备详情见附录A 2。此前，人们已通过直流测量研究了这些纳米线中的量子点 [48, 49, 54–57], ，使用其他量子点作为电荷传感器 [31, 32] ，并借助片上超导谐振器进行测量 [35, 58]。锗/硅核壳纳米线中存在强且可通过电学调控的直接拉什巴自旋轨道相互作用（SOI） [6–8, 49], ，从而能够实现全电学自旋控制。近期在该系统中开展的自旋量子比特实验已实现数百兆赫的拉比频率 [10]。

用于将 STO 环形变容二极管与图 3 a) 所示纳米线器件集成的反射测量装置，在附录B中有更详细的介绍。谐振回路在 $f_{res} = 316.20 \pm 0.05$ 兆赫处的共振频率使我们能够提取电路的寄生电容 $C_p = 1.15 \pm 0.03$pF。如图 3 b) 所示调谐谐振回路后，我们在探针温度为 $T_{probe} \approx 15$毫开尔文的 *Bluefors* 稀释制冷机中实现了阻抗匹配。我们发现STO变容二极管具有极高的温度稳定性（附录 C 4）。图 3 d) 所示的谐振器耦合系数 $\beta = \frac{Q_0}{Q_{ext}}$ 是评估谐振器阻抗Z_{res} 与外部源电路阻抗 Z_0 匹配程度的便捷指标，可根据谐振回路在共振处的 S_{21} 响应，按照 Ibberson等人 [39]的方法提取。其形式上定义为未加载（Q_0）品质因数与外部（Q_{ext}）品质因数 [39]之比。从欠耦合（$\beta < 1$; $Z_{res} > Z_0$）到过耦合区（$\beta > 1$; $Z_{res} < Z_0$）的转变，以反射振幅 $|S_{21}|$ 出现窄幅最小值以及反射信号 Φ 的相位突然翻转 $180°$ 为标志，此时实现了完美匹配（$\beta = 1$; $Z_{res} = Z_0$）。

图 3 c) 比较了面内磁场对采用 STO环形变容器和商用砷化镓变容二极管时匹配效果的影响。由于砷化镓变容二极管在更低温度下会冻结，两组扫描均在 1.5 K 下记录。两次扫描中均未放置纳米线器件。在零磁场下将 f_{probe} 固定在共振附近，随后相对于 V_{var}扫描 B。即使在 $B \leq 1$ T（典型的自旋量子比特工作范围 [2, 3, 5, 8, 13]）下，砷化镓变容二极管仍表现出对 B 的强烈依赖。STO 对磁场保持独立性，直至毫开尔文温度

（附录 C 5）。

B. 电荷传感

最后，我们使用阻抗匹配槽路研究 Ge/Si核壳纳米线双量子点中的电荷跃迁。我们使用五个底栅定义了一个双量子点（图 3 a)）。双量子点的标志性特征——偏压三角形——如图 4 a) 所示。由于库仑阻塞，只有当每个量子点至少有一个量子化能级位于偏压窗口内时，源漏电流 I_{SD} 才能通过双量子点。根据直流偏压三角形估算柱塞栅杆臂系数，得到栅极 $P1$和 $P2$分别对应的 $\alpha_{P1} \approx 0.3$和 $\alpha_{P2} \approx 0.24$，这与此前关于底栅器件 [48]的结果一致。

栅极反射测量可用于测量量子点之间的隧穿（点间跃迁），以及传感栅下方的量子点与相邻储库之间的隧穿（引线跃迁）。同时测量I_{SD} 以及反射射频振幅 $\Delta|S_{21}|$和相位 $\Delta\Phi$ 的变化，展现了这两种信号之间的对应关系。在反射测量信号中，两个储库跃迁（ $\Delta\Phi$中的白色部分）和点间跃迁（ $\Delta\Phi$中的深紫色部分）清晰可见，并且在 $\Delta|S_{21}|$ 和 $\Delta\Phi$ 信号中都呈现出相似的特征。请注意，由于匹配度接近完美，跃迁处的相位变化超过 $|\Delta\Phi| = 10^\circ$ 。此外，储库线之间还隐约可见激发态，其与点间跃迁平行（橙色箭头）；下方三角形中还有一个较弱的基态跃迁（紫色箭头）。这些特征的可见度与隧穿势垒的平衡状态，以及由此产生的隧穿速率相对于谐振器频率的大小关系密切相关。值得注意的是，这些纳米线中形成的量子点稳定性极佳，表现为跃迁非常尖锐且高度可重复（另见附录 D），只是偶尔会被随机电荷切换器打断。附录 D 展示了大范围的电荷稳定性图，并附有使用势垒栅 $B2$调节点间隧穿的相关研究。

在以下对线形和信噪比的分析中，我们在零源漏偏压下进行测量，以减少随机电荷切换器并最大化色散信号。我们选取了一条主要出现在反射相位中的引线跃迁，以及图 4 a) 所示三角形附近的一条明亮点间跃迁。引线跃迁线形可由储库空穴温度 T_H主导，此时表现出对栅极电压的 $\cosh^{-2}$依赖性；也可由隧穿展宽主导，此时会形成隧穿速率为 γ_L [59] 的洛伦兹线形。对附录 E 1 中所示的特定跃迁进行拟合后，我们发现尾部区域与 $\cosh^{-2}$关系的吻合略好，这表明其趋向于温度展宽区间，即 $k_B T_H > \hbar\gamma_L$ ，其中 k_B 为玻尔兹曼常数， $\hbar$ 为约化普朗克常数。因此，我们可以提取出 $T_H \approx 520 \pm 20$毫开尔文。该温度远远高于冰箱温度，这可能是由于低温放大器产生的微波辐照所致。可通过拟合附录 E 2 所示的点间跃迁，提取点间隧穿耦合 $t_c \approx 22 \pm 5$μe V。有关与这些跃迁相关的量子电容估算，请参见附录 E [59]。对于上述两种跃迁，在高于 $P_{probe} \approx -60$分贝毫瓦时会出现功率展宽，导致信号振幅减小且宽度增大。

我们通过对上述两个跃迁进行时域信噪比测量 [28] ，研究阻抗匹配的影响。请注意，在开始测量信噪比之前出现了随机电荷切换器，导致点间跃迁的信号比线形研究中的信号更弱。我们记录给定电荷跃迁开启和关闭时长为 2 s 的解调反射测量信号时间轨迹，锁相放大器的时间常数为 $TC = 4\,\mu$s。随后，将同相（$I_{S_{21}}$）和正交（$Q_{S_{21}}$）分量按可变积分时间 t_{int}进行分箱。图 4 d) 展示了不同 t_{int}下两个信号在 IQ平面上的分布。比较两个信号之间的距离与数据点的离散程度，即可估算信噪比 [28]。

图 4 b) 展示了测得的信噪比随V_{var}变化的情况。点间跃迁需要更长积分时间，可能是由于隧穿速率不同。两个跃迁的信噪比均表现出相同的定性变化趋势，即随 V_{var}变化。在略微过耦合的状态下， $V_{var} \approx 7$V 时信噪比最佳，此时 $\beta = 1.28$。对于无功负载的色散传感，随着 V_{var} 增大，C_{var} 降低可能会提高谐振回路的品质因数，从而使最佳传感配置偏离理想阻抗匹配状态 [39]。图 3 b) 中观察到的谐振回路共振频率向高频方向移动，支持了这一假设。显然，调节阻抗匹配的能力对于优化信噪比至关重要。将变容二极管从最佳工作点偏调 $\Delta V_{var} = 2$V，使电容变化 $\Delta C_{var} = \pm 4\,$pF，信噪比最多会降低至原来的 ~ 2 分之一。

引线跃迁处信噪比的功率依赖性在 $V_{var} = 7$伏特时如图 4 c) 所示。我们发现，$P_{probe} > -60$分贝毫瓦会导致系统明显不稳定，这从误差增大和信噪比趋于平稳可以看出；这一现象与电荷跃迁开始出现功率展宽相一致（附录 E）。在 $P_{probe} = -60$ 分贝毫瓦下，只需 $t_{int} = 41$μs 即可达到信噪比 $= 1.1$（低 TC 时的电荷稳定性图见附录 D 3）。

IV. 结论与展望

总之，我们制备并表征了超突变 STO 变容二极管，其调谐范围超过一个数量级。这些变容二极管不受中等强度磁场的影响，并可在低至毫开尔文的温度下工作。其尺寸小巧，便于与其他印刷电路板元件紧密集成，也适合在采用多个可调电容器的应用中扩展，例如多路复用读出。

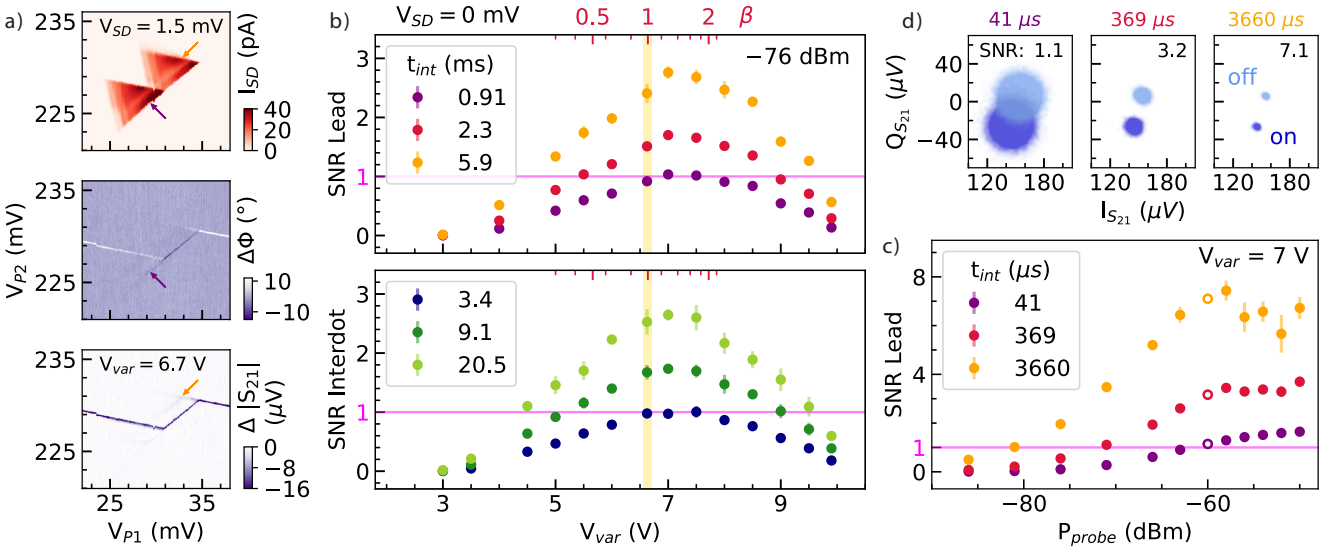

图 4. **Ge/Si 纳米线双量子点传感**a) 在 Ge/Si 核壳纳米线中形成的双量子点电荷稳定性图，显示了直流电流测量中的典型偏压三角形（上）。同步采集的反射测量数据（中、下）呈现一条与三角形底边重合的点间线，以及右量子点与其储库之间的引线跃迁。橙色箭头标示出与底边平行、隐约可见的激发态跃迁，紫色箭头指向下方三角形的底边。b) 与 a) 中类似跃迁的时域信噪比测量，显示信噪比随 V_{var} 和积分时间 t_{int}的变化。两种跃迁的信噪比表现相似：信噪比最高的区域相对于完全匹配点（黄色阴影区域）偏向更高的 V_{var}。考察点间线时，需要更长的积分时间才能超过信噪比 $= 1$ 阈值（粉色）。每个 V_{var}均进行了五次独立的信噪比测量。误差棒表示一个标准差。c) 增大功率可提高信噪比，直至约 $P_{probe} = -58$ 分贝毫瓦，此时信号达到饱和。d) 在 $P_{probe} = -60$ 分贝毫瓦下，于引线跃迁处（深蓝色）和之外（浅蓝色）测得的解调数据，对应于 c) 中的空心圆。

我们展示了这些变容二极管在高频下的功能，可用于锗/硅核壳纳米线空穴双量子点的栅极色散传感。其他电荷传感方案，如射频单电子晶体管或单引线传感量子点，也应能从优化的阻抗匹配中获益。

这些结果为对 Ge/Si核壳纳米线中的自旋进行栅极色散单次读出和自旋弛豫测量提供了可能。增大传感器栅极杠杆臂并提高谐振器品质因数，是进一步改善信号的重要步骤。拓展变容二极管设计，例如在单个器件中采用两个可调电容器构成更复杂的匹配网络，或可提高灵活性，并增强槽路谐振频率的电压可调性。尤其是，降低 C_{max} 同时保持 γ 相近，应能实现与高 Q 超导电感器的阻抗匹配。

作为新兴低温射频工程领域中的一种电路元件，这类超陡变容二极管可用于许多应用，与室温下的同类二极管类似。这些应用包括压控振荡器和倍频器；在可扩展量子计算架构中，这些器件至关重要，因为必须进行低温信号生成与操控，才能克服布线瓶颈 [60]。更直接地说，STO变容二极管可用于日益增多的固态系统中，在这些系统里，人们会在低温和磁场环境下采用射频反射测量技术，例如用于快速测温或材料科学研究的、包含超导组件的混合器件 [29]。

致谢

我们感谢 A. Tarascio 在钛酸锶变容二极管制作过程中给予的支持。此外，我们感谢 T. Berger 在谐振回路建模方面提供的帮助。我们非常感谢 M. Hogg 与我们进行富有成效的讨论，并感谢他对稿件提出的意见。我们感谢 G. Salis、E. Kelly 和 R. J. Warburton 进行的有益讨论。此外，我们感谢 S. Martin 和 M. Steinacher 提供的技术支持。本研究部分得到了瑞士纳米科学研究所（SNI）、NCCR SPIN、Georg H. Endress基金会、瑞士国家科学基金会（项目编号：179024）、欧盟H2020欧洲微开尔文平台 EMP（项目编号：824109）以及 FET TOPSQUAD（项目编号：862046）的资助。

数据可用性

本文图表所依据的数据可在 Zenodo 存储库中获取：https://doi.org/10.5281/zenodo.7818326。

作者贡献

R.S.E、T.P. 和 D.M.Z 提出并规划了该项目及实验。R.S.E. 和 D.T. 在 T.P. 的指导下制备并测量了 STO 变容二极管。S.S. 制备、调谐并操作了纳米线器件。M.J.C. 和 P.C.K. 协助制备纳米线器件。R.S.E 和 S.S. 将变容二极管与纳米线器件集成，并在 T.P. 的指导下开展了电荷传感实验。R.S.E、S.S.、D.T. 和 T.P. 在 M.J.C.、S.G.、A.V.K. 和 D.M.Z. 的指导下分析了数据。A.L. 在 E.P.A.M.B. 的指导下生长了纳米线。R.S.E. 在所有作者的指导下撰写了稿件。D.M.Z. 负责监督该项目。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

附录A：器件制造

1. 变容器制造

采用 Heidelberg μPG 激光直写机进行光刻定义，在商用 $SrTiO_3$ (001) 晶圆（折射率 $n = 2.39$） [41] 上制备 STO 环形变容二极管结构。所使用的钛酸锶芯片厚度为 0.5 mm，单面抛光，背面带有 TiO_2 终端，购自 *SurfaceNet*。使用了由 LOR 3A 和 S1805 组成的双层光刻胶。由于材料在 405 nm 波长下具有光学透明性，激光直写机采用气动聚焦模式运行。随后以 5 nm/65 nm 的钛/金进行金属化。在一块 $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$芯片上共制备了约 200 个器件，并将其切割成较小的片段，每个片段含有 $5-15$ 个变容二极管，以便进行引线键合和印刷电路板集成。

2. 纳米线器件制造

该量子点器件包含一组由 9 个底栅组成的阵列，栅宽为 20 nm，间距为 50 nm。通过电子束光刻（EBL），在带有 290 nm 热生长 SiO_2的本征 Si (100)芯片上制备栅极。低温显影后 [61] ，分别沉积 1 nm/9 nm 的钛/钯，使栅极金属化。为了在电学上使栅极与纳米线绝缘，在栅极上覆盖一层厚度为 ~ 20nm 的 HfO_2，该层通过原子层沉积生长。随后，将一根芯半径为 ~ 10nm、壳层厚度为 ~ 2.5nm 的 Ge/Si核壳纳米线 [47] 以确定性方式放置，使其大致垂直于 9 个底栅。不过，准确的面内角度未知。最后，通过 EBL 制作欧姆接触图形，并在用缓冲氢氟酸浸泡 10 秒以去除天然 SiO_2后，沉积 0.3 nm/50 nm 的钛/钯使其金属化。图 3 所示的扫描电子显微照片展示了一个共同制备的器件。

附录B：反射测量装置

将一个尺寸为 $D = 100\mu$m和 $w = 50\,\mu$m的STO变容二极管集成到印刷电路板（PCB）上的标准反射测量装置中，如图3 a)所示。通过衰减同轴电缆，经由混合室级上的定向耦合器（*Mini-Circuits*ZX30-17-5-S+），向PCB上的偏置三通（$C_D = 87\,$pF， $R_D = 5$kΩ）注入频率为 f_{probe} 的射频信号。该变容二极管作为可调并联电容器工作。一个 $L = 220 \pm 6$nH的表面贴装陶瓷芯电感器与纳米线器件底栅的寄生电容串联，构成谐振回路。根据 $f_{res} = 316.20 \pm 0.05$MHz的谐振频率，我们得到寄生电容为 $C_p = 1.15 \pm 0.03$pF。滤波直流线路用于提供栅极偏压、源漏偏压和变容二极管电压。反射信号在 4 K级（*Low Noise Factory* LNC0.2-3A）和室温下（*B&Z* BZY-00100700）进行放大。使用*Zurich Instruments*UHFLI锁相放大器在室温下进行信号生成和解调。直流电压由*Basel Precision Instruments* SP927数模转换器提供， I_{SD} 由*Basel Precision Instruments* SP983c电流电压转换器放大，并使用*Agilent* 34410A数字万用表记录。

附录 C：变容二极管特性

1. 几何结构

COMSOL仿真中 C_{var}随 D 和 w 变化的结果见表 I。

表 I. 在 pF 中 $V_{var} = 0$ 伏特 下模拟的 C_{var}

$D\backslash w$ (μm)	10	20	30	40	50	60	70	80	
60	43	36	34	32	31	31	30	30	
80	62	52	48	45	43	42	42	40	
100	79	68	61	58	56	54	53	52	
120	97	86	75	72	68	66	65	63	
140	117	102	91	85	81	79	77	75	
160	135	120	106	99	94	92	89	86	

在 $T = 4$开尔文下的相应测量结果见表 II。请注意，仅制造了 $w \leq 60$微米的器件；对于较小的 w 和 D，由于引线键合会造成两个电极之间短路，通常无法进行测量。典型的室温电容为 ≤ 1皮法至1.5皮法。在少数情况下，室温电容超过了10皮法，这可能是由直流布线引起的。本文所示的4开尔文测量数据已扣除这些偏移量。请注意，主文变异性分析中排除了两个此类情况。用于变异性分析的器件是在分析表 II 和表 III 所示结果之后才制造的。为避免制造参数的微小变化导致变容二极管几何结构出现潜在的系统性变化，表 II 和表 III 中记录的电容-电压曲线未纳入变异性分析。在 $V_{var} = 0$伏特下，两个名义上相同的器件却显示出相差很大的电容，这可能是剥离或引线键合造成的器件损坏所致。

表 II. **在** $V_{var} = 0$伏特 **下测得的** C_{var}**，位于** pF

$D \backslash w$ (μm)	10	20	30	40	50	60
80	-	-	-	-	36	41
100	-	79,43	52	-	43	46
120	45	-	-	-	-	55,61
140	-	-	69	-	78	74
160	-	88,83	80	46	74,27	73,97

为评估可调范围，我们在表 III 中给出了在 $V_{var} = 30$ 伏特下测得的 C_{var} 值。

表 III。 **测得的** C_{var}**，位于** $V_{var} = 30$伏特**，在** pF **中**

$D \backslash w$ (μm)	10	20	30	40	50		60
80	-	-	-	-	13		12
100	-	24,18	19	-	14		15
120	20	-	-	-	-		21,21
140	-	-	25	-	23		25
160	-	26,72	28	15	18	,13	29 ,26

通过调整电极设计，加入远端专用键合焊盘，应该可以轻松克服引线键合方面的限制。这样便可使用表 III 中列出的较小电容值，而不会大幅降低可调谐性。此外$C_{var} \sim 1$在 $V_{var} = 0$伏特时，若进一步缩小环形结构的尺寸，便可能达到 pF，从而支持不同的谐振回路拓扑，并 [36] 使用超导电感器调谐阻抗匹配。

2. 高可调谐区域的拟合

函数 (1) 和 (2) 可用于拟合实验测得的 CV 曲线。如图 5 所示，两者的吻合度

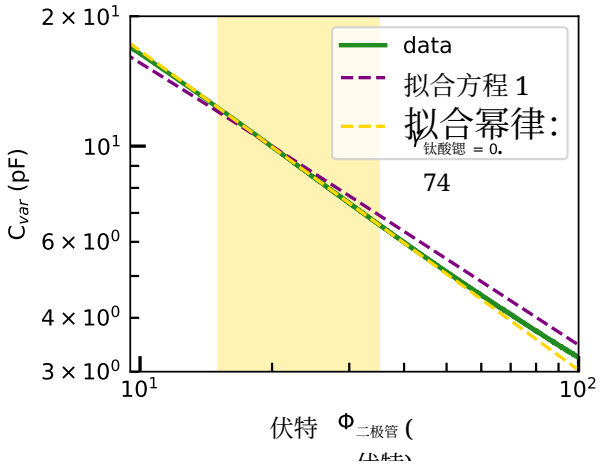

图 5. **高可调谐区域的拟合：**两种拟合函数均与实验数据吻合良好，但与 Johnson 关系 (2) 相比，方程 (1) 中的幂律在 $\gamma = 0.74$ 下对相关斜率的拟合略好。

在高可调谐区域内，幂律函数 (2) 的吻合度更高。

3. 超突变性的变异性

正文图 2 a) 中展示的全部 13 个器件均表现出超突变电容-电压特性，如图 6 所示的拟合结果所示。我们发现幂律指数的平均值为 $\gamma = 0.72 \pm 0.05$。

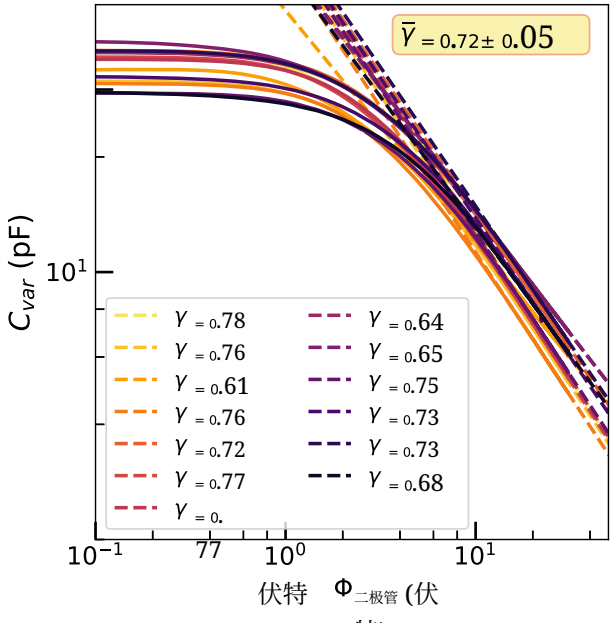

图 6. **主图 2 a) 中全部 13 个器件的电容-电压曲线拟合**

4. 阻抗匹配的温度依赖性

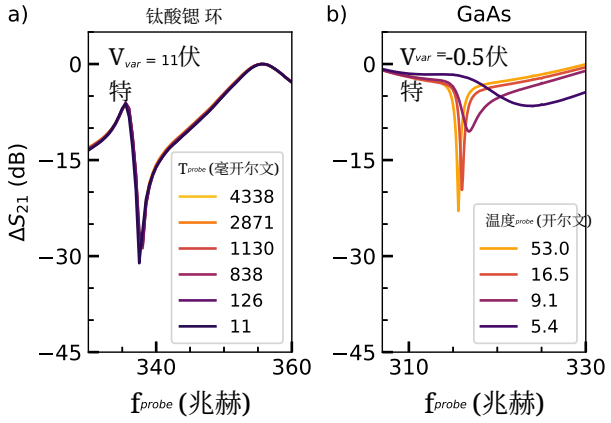

图 7. **谐振回路谐振频率的温度依赖性：**在*Bluefors* 系统中，对未安装纳米线器件的样品印刷电路板进行了两次连续降温：a) 使用 STO 环形变容二极管；b) 使用商用砷化镓变容二极管来调节阻抗匹配。

图 7 展示了在*Blue-fors* 装置中，使用 STO变容二极管以及作为对比使用砷化镓变容二极管（*MACOM*MA46H204-1056）[36, 38]时，在固定 V_{var} 下记录的谐振回路共振。STO变容二极管在 4.3 开尔文以下直至 11 毫开尔文的范围内几乎不受温度影响。我们通过随后进行的多次热循环验证了这种温度稳定性。无论是在开尔文温度下调节变容二极管后再将制冷机冷却至毫开尔文温区，还是在冷却至基温期间将变容二极管接地、之后再进行调节，均未观察到变容二极管行为有任何差异。相比之下，砷化镓变容二极管表现出明显的温度依赖性，该依赖性在约 53 开尔文时开始显现，因此在毫开尔文温区无法实现完美匹配。

5. 零场反常

在*Bluefors* LD 系统中，我们观察到最佳阻抗匹配条件在距 $B = 0$T 的 $B \approx \pm 50$毫特斯拉范围内发生偏移，如图 8 所示。

这种偏移的起因仍不明确。与扫描 f_{probe} 而非调节 V_{var} 相比，前者呈现出更强的效应。图 3 所示的测量结果仅在 $B = 0$T处显示出一个较小的特征。这种差异可能有三个明显的原因：

首先，STO变容二极管的可调性/介电常数在 $T \approx 15$ mK时可能受到的影响不同于在 $T \approx 1.5$ K时的情况。由于以往的研究 [41]，并未提及这种依赖关系，因此这种解释可能性较低。

其次，两种装置使用的低温放大器不同：在 1.5K 的测量中使用了宇宙微波 CLTF2（与 CLTF1 类似

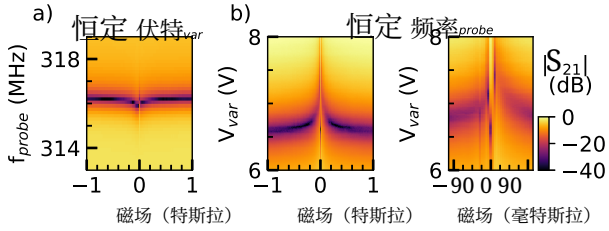

图 8. **零场反常：** a）在保持 V_{var} 恒定时，零场附近谐振回路共振的偏移。b）在保持 f_{probe}恒定并扫描 V_{var}时，该效应在扫描结果中明显得多。右图为低磁场范围的放大图。请注意在 B <10mT处出现的明显不连续性。

用于 [41]），而 15mK 的装置则配备了低噪声工厂 LNC0.2-3A 放大器。

第三，用于键合变容二极管的键合线由铝制成，其正常态-超导态转变可能会在这些磁场下显现出来。还需要进一步实验，才能最终排除或证实这两种假设。

附录 D：电荷传感

1. 电荷稳定性图

图9展示了Ge/Si核壳纳米线双量子点的大范围电荷稳定性图。需要指出的是，这些数据是在与正文所示偏压三角形相同的势垒栅电压下采集的。图9 a)所示的直流电流信号呈现出多个偏压三角形，对应于双量子点（DQD）中的输运。在图的右上象限，存在一个具有三量子点（TQD）系统典型特征的区域，其中中心量子点的电化学势与其相邻外侧量子点之一的电化学势对齐 [62]。在此构型中同时出现这两类输运特征，表明存在涉及中心量子点的共隧穿，这一点此前已在类似的Ge/Si 核/壳纳米线器件中观察到 [48]。

为了让反射信号中的引线跃迁线和点间跃迁线更加明显，我们将射频功率提高到 $P_{probe} = -35$分贝毫瓦，这显著拓宽了扫描中的跃迁。在这个特定的电荷稳定性图中，我们在直流输运特征呈现双量子点（DQD）的区域观察到明显的引线跃迁，而在三量子点（TQD）区域，点间跃迁则更加突出，这表明被探测量子点的隧穿速率发生了变化。

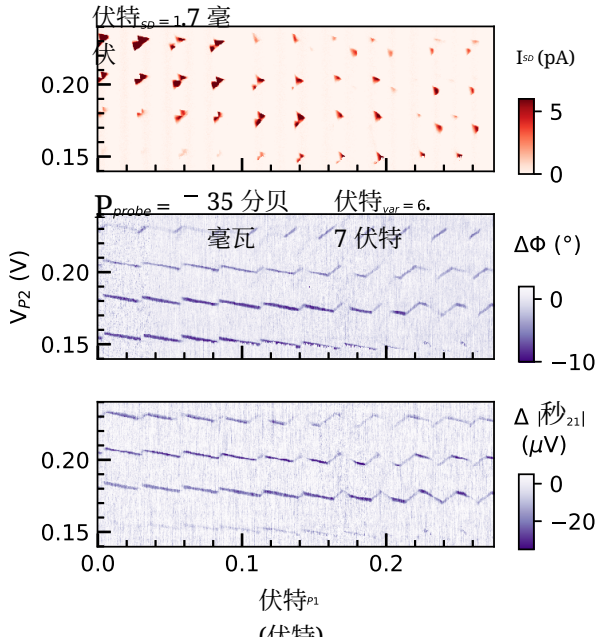

图10。**在更宽的柱塞栅电压范围内进行色散电荷传感：** a）对所研究的 Ge/Si 核/壳纳米线器件的电荷稳定性图进行直流电流测量。b）反射相位 $\Delta\Phi$ 和 c）射频振幅 $\Delta|S_{21}|$ 与 a）中的直流数据同时测得。此处，我们使用了相对较大的射频功率 P_{probe} =−35分贝毫瓦，导致引线跃迁和点间跃迁显著功率展宽，并降低了对扫描分辨率的要求。

2. 调节点间隧穿速率

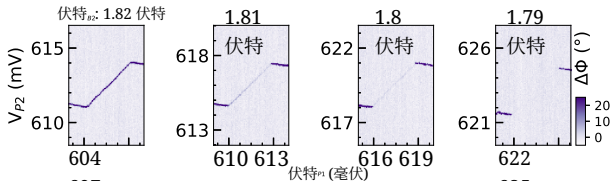

图10。**对中心势垒栅电压的依赖** V_{B2}。点间线处的反射相位响应 $\Delta\Phi$ 强度会随着施加于 V_{B2}的电压在几十毫伏范围内发生显著变化。

电荷传感信号的强度取决于被探测电荷跃迁的隧穿速率。为说明这一点，我们在图10中展示了一系列电荷稳定性图，追踪不同中心势垒栅电压V_{B2}下、位于 V_{SD} = 0毫伏处的特定点间跃迁。随着施加于中心栅极的电压降低，测得的点间跃迁逐渐变得模糊，直至在 V_{B2} = 1.79伏时完全消失。势垒电压的降低会使隧穿速率呈指数级下降

势垒，使隧穿速率增大到超出传感器 [26]的灵敏度窗口。

3. 降低锁相放大器的时间常数

在正文的图 4 中，我们确定了所选偏压三角形中引线跃迁和点间跃迁的信噪比随积分时间 t_{int} 的变化关系。我们在图 11 中绘制了不同 TC 下点间跃迁及其相邻引线跃迁的局部放大图，以说明测量速度可能的提升。随着 TC 减小，背景噪声会增大，因此在 TC = 1.33 μs 时，跃迁已几乎无法辨认。

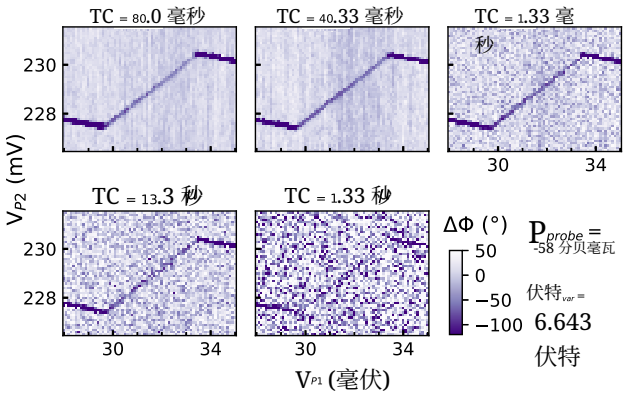

图 11. **对积分时间的依赖关系**。 所选偏压三角形中的点间跃迁和引线跃迁，展示了不同 TC 下的情况。信号在低至 $TC = 1.33\mu$ 秒时仍可辨认。

附录 E：电荷跃迁线形

研究电荷跃迁的线形和线宽，可以提取出多个量子点参数。对于主要呈色散特性的信号，即跃迁主要表现为相位偏移 $\Delta\Phi$的情况，我们可以将该信号建模为对C_p 量子电容 C_q的电容修正。在给定 V_{var} 的情况下，利用共振处 $\Phi(f_{probe})$关于 $\frac{\delta\Phi}{\delta f}$ 的已知斜率，以及谐振槽路 [59]的已知频率关系，可以将色散偏移$\Delta\Phi$ 转换为电路电容的变化：

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{E1}$$

其中， f_{res} 为谐振器的槽路谐振频率， L 为电感， C 为电容。电容修正 C_q 为：

$$C_q = \left(2\pi\sqrt{L}\Delta\Phi \cdot \frac{\delta\Phi}{\delta f} + \frac{1}{\sqrt{C}}\right)^{-2} - C \tag{E2}$$

下面我们展示引线跃迁和点间跃迁的线形测量结果，这些结果也用于正文中的信噪比分析。

1. 引线跃迁

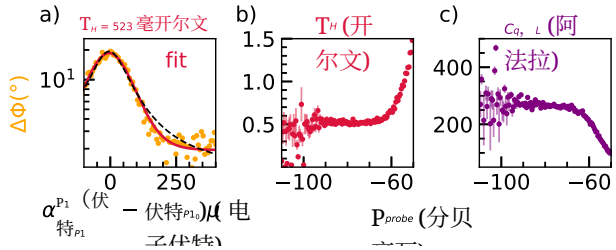

图 12. **引线跃迁线形的拟合**。a) 在 $P_{probe} = -78$分贝毫瓦下记录的引线跃迁线切示例（橙色）。$cosh^{-2}$ 拟合（红色）能够很好地拟合峰的侧翼，而洛伦兹模型（黑色虚线）在此处拟合不佳。请注意，对数纵轴刻度以及右侧对跃迁右侧翼的放大图，以突出这两种模型之间的差异。b) 拟合得到的空穴温度 T_H 随探测功率的变化。c) 引线跃迁的量子电容 $C_{q,\,L}$，由电荷跃迁处的最大相位偏移计算得出。如在 $P_{probe} > -60$分贝毫瓦下所见，功率展宽会导致线宽增加、共振峰高降低。

对在 V_{var} =7伏特下记录的引线跃迁线形进行拟合后，我们发现温度展宽占主导地位，$k_B T_H > \hbar\gamma_L$，其中 k_B 表示玻尔兹曼常数，T_H 表示引线的空穴温度，$\hbar$ 表示约化普朗克常数，γ_L 表示引线-量子点隧穿速率 [59]。我们将相位信号拟合为：

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{max} \cdot cosh^{-2}\left(\frac{\alpha_{P1}(V_{P1} - V_{P1_0})}{2k_B T_H}\right) \qquad \text{(E3)}$$

这里，$\Delta\Phi_{max}$ 是相位响应的幅度，V_{P1_0}是沿 V_{P1}轴的峰值中心 [59]。

图 12 所示的 T_H 和 $\Delta\Phi_{max}$ 随所施加射频功率 P_{probe} 的变化表明，功率展宽在高于 $P_{probe} = -60$分贝毫瓦时开始出现。在 T_H平坦的范围内，我们得到 $T_H \approx 520 \pm 20$ 毫开尔文和$C_{q,\,L} = 266 \pm 8$阿法拉。

2. 点间跃迁

点间跃迁处的色散信号可根据以下公式进行评估：

$$\Delta\Phi = \Phi_0 \cdot t_c^2 \left(\left(\frac{\alpha_{P1}(V_{P1} - V_{P1_0})}{2\sqrt{2}}\right)^2 + t_c^2\right)^{-3/2} \qquad \text{(E4)}$$

其中，常数前因子 Φ_0 将点间量子电容$C_{q,\,I}$ 与色散偏移联系起来，而 t_c 是点间隧穿耦合 [59]。请注意，与 [59], 将量子点失谐轴转换为柱塞栅极电压轴相比，还需额外乘以因子 $\sqrt{2}$ 。

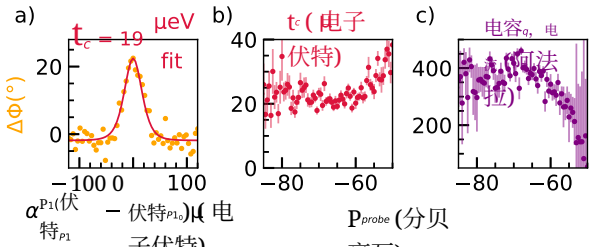

图 13. **拟合点间跃迁线形**。 a) 在 $P_{probe} = -66$分贝毫瓦下测得的引线跃迁线切示例（橙色）及拟合结果（红色）。b) 拟合得到的隧穿耦合 t_c 随探测功率的变化。c) 点间跃迁的量子电容$C_{q,\,I}$，根据电荷跃迁处的最大相位偏移计算得出。与引线跃迁相比，该信号通常更不稳定，因此不确定性更高。

图 13 展示了随 P_{probe} 变化的点间跃迁线切拟合结果。在约 $P_{probe} = -70$ 分贝毫瓦、 $t_c \approx 22 \pm 5$μe V 和 $C_{q,\,I} \approx 380 \pm 70$阿法拉的范围内，参数趋于稳定。功率更低时，信号过弱，无法可靠拟合；功率更高时，则会出现功率展宽，与引线跃迁的情况类似。

[1] D. Loss 和 D. P. DiVincenzo, 《量子点量子计算》, Physical Review A **57**, 120 (1998)。[2] N. W. Hendrickx、W. I. L. Lawrie、M. Russ、F. van Rigge- len、S. L. de Snoo、R. N. Schouten、A. Sammak、G. Scap- pucci 和 M. Veldhorst, 《四量子比特锗量子处理器》, 《自然》**591**, 580 (2021)。[3] K. Takeda、A. Noiri、T. Nakajima、T. Kobayashi 和 S. Tarucha, 《硅自旋量子比特的量子纠错》, 《自然》**608**, 682 (2022)。[4] S. G. J. Philips、M. T. Mądzik、S. V. Amitonov、S. L. de Snoo、M. Russ、N. Kalhor、C. Volk、W. I. L. Lawrie、D. Brousse、L. Tryputen、B. P. Wuetz、A. Sammak、M. Veldhorst、G. Scappucci 和 L. M. K. Vandersypen, 《硅中六量子比特量子处理器的通用控制》, 《自然》**609**, 919 (2022)。[5] R. Maurand、X. Jehl、D. Kotekar-Patil、A. Corna、H. Bohuslavskyi、R. Laviéville、L. Hutin、S. Barraud、M. Vinet、M. Sanquer 和 S. D. Franceschi, 《互补金属氧化物半导体硅自旋量子比特》, Nature Communications **7**, 13575 (2016)。[6] C. Kloeffel、M. Trif 和 D. Loss, 《锗/硅纳米线中的强自旋轨道相互作用与螺旋空穴态》, 《物理评论B》**84**, 195314 (2011)。[7] C. Kloeffel、M. J. Rančić 和 D. Loss, 《不同生长方向硅和锗纳米线中的直接拉饧巴自旋轨道相互作用》, 《物理评论B》**97**, 235422 (2018)。[8] F. N. M. Froning、M. J. Rančić、B. Hetényi、S. Bosco、M. K. Rehmann、A. Li、E. P. A. M. Bakkers、F. A. Zwa- nenburg、D. Loss、D. M. Zumbühl 和 F. R. Braakman, 《锗/硅纳米线量子点中空穴自旋的强自旋轨道相互作用与 g因子重整化》, Physical Review Research **3**, 013081 (2021)。[9] S. Geyer、L. C. Camenzind、L. Czornomaz、V. Desh- pande、A. Fuhrer、R. J. Warburton、D. M. Zumbühl 和 A. V. Kuhlmann, 《面向可扩展硅量子计算的自对准栅极》, 《应用物理快报》**118**, 104004 2021( )。[10] F. N. M. Froning、L. C. Camenzind、O. A. H. van der Molen、A. Li、E. P. A. M. Bakkers、D. M. Zumbühl 和 F. R. Braakman, 《具有栅极可调自旋轨道开关功能的超快空穴自旋量子比特》, Nature Nanotechnology **16**, 308 (2021)。[11] S. Geyer、B. Hetényi、S. Bosco、L. C. Camenzind、R. S. Eggli、A. Fuhrer、D. Loss、R. J. Warburton、D. M. Zumbühl 和 A. V. Kuhlmann, 《鳍式场效应晶体管中基于各向异性交换的双量子比特逻辑》, arXiv , 2212.02308 (2022)。[12] K. Wang、G. Xu、F. Gao、H. Liu、R.-L. Ma、X. Zhang、Z. Wang、G. Cao、T. Wang、J.-J. Zhang、D. Culcer、X. Hu、H.-W. Jiang、H.-O. Li、G.-C. Guo 和 G.-P. Guo, 《锗量子点中空穴自旋量子比特的超快相干控制》, Nature Communications **13**, 206 (2022)。[13] L. C. Camenzind、S. Geyer、A. Fuhrer、R. J. Warburton、D. M. Zumbühl 和 A. V. Kuhlmann, 《4开尔文以上鳍式场效应晶体管中的空穴自旋量子比特》, Nature Electronics **5**, 178 (2022)。[14] L. Petit、H. G. J. Eenink、M. Russ、W. I. L. Lawrie、N. W. Hendrickx、S. G. J. Philips、J. S. Clarke、L. M. K. Vandersypen 和 M. Veldhorst, 《高温硅量子比特中的通用量子逻辑》, 《自然》**580**, 355 (2020)。[15] C. H. Yang、R. C. C. Leon、J. C. C. Hwang、A. Saraiva、T. Tanttu、W. Huang、J. C. Lemyre、K. W. Chan、K. Y. Tan、F. E. Hudson、K. M. Itoh、A. Morello、M. Pioro- Ladrière、A. Laucht 和 A. S. Dzurak, 《单元硅量子处理器在高于 1 开尔文的温度下运行》, 《自然》**580**, 350（2020）。[16] Y. Fang、P. Philippopoulos、D. Culcer、W. A. Coish 和 S. Chesi, 《空穴自旋量子比特的最新进展》, 《量子技术材料》**3**, 2210.13725（2022）。[17] S. Bosco 和 D. Loss, 《Si 和 Ge 量子点中空穴自旋量子比特的完全可调超精细相互作用》, 《物理评论快报》**127**, 190501（2021）。[18] S. Bosco、B. Hetényi 和 D. Loss, 《具有完全可调自旋轨道耦合及电荷噪声甜点的硅鳍式场效应晶体管中的空穴自旋量子比特》, 《PRX量子》**2**, 010348（2021）。[19] N. Piot、B. Brun、V. Schmitt、S. Zihlmann、V. P. Michal、A. Apra、J. C. Abadillo-Uriel、X. Jehl、B. Bertrand、H. Niebojewski、L. Hutin、M. Vinet、M. Urdampilleta、T. Meunier、Y.-M. Niquet、R. Maurand 和 S. D. Franceschi, 《天然硅中相干性增强的单空穴自旋》, 《自然·纳米技术》**17**, 1072（2022）。[20] D. J. Reilly、C. M. Marcus、M. P. Hanson 和 A. C. Gossard, 《利用射频量子点接触进行快速单电荷传感》, 《应用物理快报》**91**, 162101（2007）。[21] S. J. Angus、A. J. Ferguson、A. S. Dzurak 和 R. G. Clark, 《硅射频单电子晶体管》, 《应用物理快报》**92**, 112103（2008）。[22] C. Barthel、D. J. Reilly、C. M. Marcus、M. P. Hanson 和 A. C. Gossard, 《单重态-三重态量子比特的快速单次测量》, 《物理评论快报》**103**, 160503（2009）。[23] K. Takeda、J. Kamioka、T. Otsuka、J. Yoneda、T. Naka- jima、M. R. Delbecq、S. Amaha、G. Allison、T. Kodera、S. Oda 和 S. Tarucha, 《天然硅量子点中的容错可寻址自旋量子比特》, 《科学进展》**2**, e1600694（2016）。[24] M. House、I. Bartlett、P. Pakkiam、M. Koch、E. Peretz、J. van der Heijden、T. Kobayashi、S. Rogge 和 M. Sim- mons, 《利用单引线量子点进行高灵敏度电荷检测，以实现可扩展量子计算》, 《物理评论应用》**6**, 044016（2016）。[25] G. Oakes、V. Ciriano-Tejel、D. Wise、M. Fogarty、T. Lundberg、C. Lainé、S. Schaal、F. Martins、D. Ibber- son、L. Hutin、B. Bertrand、N. Stelmashenko、J. Robin- son、L. Ibberson、A. Hashim、I. Siddiqi、A. Lee、M. Vinet、C. Smith、J. Morton 和 M. Gonzalez-Zalba, 《利用单电子盒对硅中自旋进行快速、高保真单次读出》, 《物理评论X》**13**, 011023（2023）。[26]J. I. Colless、A. C. Mahoney、J. M. Hornibrook、A. C. Doherty、H. Lu、A. C. Gossard 和 D. J. Reilly, 《利用快速射频栅极传感器对少电子双量子点进行色散读出》, 《物理评论快报》**110**, 046805（2013）。[27] M. F. Gonzalez-Zalba、S. Barraud、A. J. Ferguson 和 A. C. Betz, 《探测基于栅极的电荷传感极限》, Nature Communications **6**, 6084（2015）。[28] A. West、B. Hensen、A. Jouan、T. Tanttu、C.-H. Yang、A. Rossi、M. F. Gonzalez-Zalba、F. Hudson、A. Morello、D. J. Reilly 和 A. S. Dzurak, 《基于栅极的单次读出

硅中自旋的基于栅极的单次读出，《自然·纳米技术》**14**，437（2019）。[29] F. Vigneau、F. Fedele、A. Chatterjee、D. Reilly、F. Kuem- meth、M. F. Gonzalez-Zalba、E. Laird 和 N. Ares，《利用射频反射测量探测量子器件》，《应用物理评论》**10**，021305（2023）。[30] M. Urdampilleta、D. J. Niegemann、E. Chanrion、B. Jadot、C. Spence、P.-A. Mortemousque、C. Bäuerle、L. Hutin、B. Bertrand、S. Barraud、R. Maurand、M. San- quer、X. Jehl、S. D. Franceschi、M. Vinet 和 T. Meu- nier，《CMOS器件中的基于栅极高保真自旋读出》，《自然·纳米技术》**14**，737（2019）。[31] Y. Hu、H. O. H. Churchill、D. J. Reilly、J. Xiang、C. M. Lieber 和 C. M. Marcus，《集成电荷传感器的 Ge/Si 异质结构纳米线双量子点》，《自然·纳米技术》**2**，622（2007）。[32] Y. Hu、F. Kuemmeth、C. M. Lieber 和 C. M. Marcus，《Ge–Si核壳纳米线量子比特中的空穴自旋弛豫》，《自然·纳米技术》**7**，47（2011）。[33] M. Jung、M. D. Schroer、K. D. Petersson 和 J. R. Petta，《InAs纳米线双量子点中的射频电荷传感》，《应用物理快报》**100**，253508（2012）。[34] A. P. Higginbotham、T. W. Larsen、J. Yao、H. Yan、C. M. Lieber、C. M. Marcus 和 F. Kuemmeth，《Ge/Si异质结构纳米线中的空穴自旋相干性》，Nano Letters **14**，3582（2014）。[35] J. H. Ungerer、P. C. Kwon、T. Patlatiuk、J. Ridder- bos、A. Kononov、D. Sarmah、E. P. A. M. Bakkers、D. Zumbühl 和 C. Schönenberger，《利用高阻抗超导谐振器对 Ge/Si 核壳纳米线双量子点进行电荷传感》，《量子技术材料》**3**，031001（2023）。[36] I. Ahmed、J. A. Haigh、S. Schaal、S. Barraud、Y. Zhu、C. min Lee、M. Amado、J. W. A. Robinson、A. Rossi、J. J. L. Morton 和 M. F. Gonzalez-Zalba，《射频电容式基于栅极的传感》，《物理评论应用》**10**，014018（2018）。[37] T. Müller、B. Küng、S. Hellmüller、P. Studerus、K. En- sslin、T. Ihn、M. Reinwald 和 W. Wegscheider，《原位可调射频量子点接触》，《应用物理快报》**97**，202104（2010）。[38] N. Ares、F. Schupp、A. Mavalankar、G. Rogers、J. Grif- fiths、G. Jones、I. Farrer、D. Ritchie、C. Smith、A. Cot- tet、G. Briggs 和 E. Laird，《通过调谐至完美阻抗匹配对量子点进行灵敏射频测量》，《物理评论应用》**5**，034011（2016）。[39] D. J. Ibberson、L. A. Ibberson、G. Smithson、J. A. Haigh、S. Barraud 和 M. F. Gonzalez-Zalba，《用于纳米电子器件灵敏色散读出的低温可调射频谐振器》，《应用物理快报》**114**，123501（2019）。[40] K. M. Johnson，《铁电体中介电常数随电压的变化及其在参数器件中的应用》，《应用物理学杂志》**33**，2826（1962）。[41] P. Apostolidis、B. J. Villis、J. F. Chittock-Wood、A. Baumgartner、V. Vesterinen、S. Simbierowicz、J. Has- sel 和 M. R. Buitelaar，《用于毫开尔文温度下射频测量的量子顺电变容器》，arXiv，2007.03588（2020）。[42] M. A. Saifi 和 L. E. Cross，《低温下钛酸锶的介电性质》，Physical Review B **2**，677（1970）。[43] T. Sakudo 和 H. Unoki，《低温下 $SrTiO_3$ 的介电性质》，《物理评论快报》**26**，851（1971）。[44] R. C. Neville、B. Hoeneisen 和 C. A. Mead，《钛酸锶的介电常数》，《应用物理学杂志》**43**，2124（1972）。[45] J. Hemberger、P. Lunkenheimer、R. Viana、R. Böhmer 和 A. Loidl，《$SrTiO_3$，中电场依赖的介电常数和非线性极化率》，《物理评论B》**52**，13159（1995）。[46] D. Davidovikj、N. Manca、H. S. J. van der Zant、A. D. Caviglia 和 G. A. Steele，《利用超导谐振器探测量子顺电性》，《物理评论B》**95**，214513（2017）。[47] S. Conesa-Boj、A. Li、S. Koelling、M. Brauns、J. Ridder-bos、T. T. Nguyen、M. A. Verheijen、P. M. Koenraad、F. A. Zwanenburg 和 E. P. A. M. Bakkers，《提升共格应变 [110]取向锗硅核壳纳米线中的空穴迁移率》，《纳米快报》**17**，2259（2017）。[48] F. N. M. Froning、M. K. Rehmann、J. Ridderbos、M. Brauns、F. A. Zwanenburg、A. Li、E. P. A. M. Bakkers、D. M. Zumbühl 和 F. R. Braakman，《锗/硅纳米线中的单量子点、双量子点和三量子点》，《应用物理快报》**113**，073102（2018）。[49] X.-J. Hao、T. Tu、G. Cao、C. Zhou、H.-O. Li、G.-C. Guo、W. Y. Fung、Z. Ji、G.-P. Guo 和 W. Lu，《锗/硅核壳纳米线中一维空穴的强自旋轨道耦合及其可调控性》，《纳米快报》**10**，2956（2010）。[50] J. Xiang、W. Lu、Y. Hu、Y. Wu、H. Yan 和 C. M. Lieber，《锗/硅纳米线异质结构作为高性能场效应晶体管》，《自然》**441**，489（2006）。[51]C. Ang 和 Z. Yu，《极性电介质中介电常数的直流电场依赖性：多极化机制模型》，《物理评论B》**69**，174109（2004）。[52] K. Buisman、L. de Vreede、L. Larson、M. Spirito、A. Akhnoukh、T. Scholtes 和 L. Nanver，《用于射频可调性的无失真变容二极管拓扑结构》，载于*IEEE MTT-S* 国际微波研讨会文集（IEEE，2005）。[53] J.-W. Heo、S. Hong、S.-G. Choi、A. ul Hassan Sar-war Rana 和 H.-S. Kim，《具有超突变掺杂分布的砷化镓变容二极管特性》，《固体物理学报（a辑）》**212**，612（2014）。[54] A. Higginbotham、F. Kuemmeth、T. Larsen、M. Fitz-patrick、J. Yao、H. Yan、C. Lieber 和 C. Marcus，《锗/硅纳米线中库仑阻塞的反局域化》，《物理评论快报》**112**，216806（2014）。[55] S. Roddaro、A. Fuhrer、P. Brusheim、C. Fasth、H. Q. Xu、L. Samuelson、J. Xiang 和 C. M. Lieber，《锗/硅纳米线量子点中的空穴自旋态》，《物理评论快报》**101**，186802（2008）。[56] M. Brauns、J. Ridderbos、A. Li、E. P. A. M. Bakkers 和 F. A. Zwanenburg，《锗硅核壳纳米线量子点中电场依赖的 g 因子各向异性》，《物理评论 B 》**93**，121408（2016）。[57] A. Zarassi、Z. Su、J. Danon、J. Schwenderling、M. Ho-cevar、B. M. Nguyen、J. Yoo、S. A. Dayeh 和 S. M. Frolov，《锗/硅纳米线双量子点中自旋阻塞的磁场演化》，《物理评论B》**95**，155416（2017）。[58] R. Wang、R. S. Deacon、J. Sun、J. Yao、C. M. Lieber 和 K. Ishibashi

形成于与微波光子耦合的 Ge/Si纳米线双量子点中，《纳米快报》**19**，1052（2019）。[59] M. G. House、T. Kobayashi、B. Weber、S. J. Hile、T. F. Watson、J. van der Heijden、S. Rogge 和 M. Y. Sim- mons，《Si:P量子点中隧穿耦合和单重态-三重态自旋态的射频测量》，《自然通讯》**6**，8848（2015）。[60] L. M. K. Vandersypen、H. Bluhm、J. S. Clarke、A.S.Dzu- rak、R. Ishihara、A. Morello、D. J. Reilly、L. R. Schreiber 和 M. Veldhorst，《量子点与施主中的自旋量子比特互连——高温、高密度且相干》，npj Quantum Information **3**, 10.1038/s41534-017-0038-y (2017). [61] W. Hu、K. Sarveswaran、M. Lieberman 和 G. H. Bernstein，采用聚甲基丙烯酸甲酯低温显影的亚10 nm电子束光刻，《真空科学与技术杂志B辑：微电子学与纳米结构》**22**，1711 (2004)。[62] D. Schröer、A. D. Greentree、L. Gaudreau、K. Eberl、L. C. L. Hollenberg、J. P. Kotthaus 和 S. Ludwig，静电定义的串联三量子点，含有少数电子，《物理评论B》**76**，075306 (2007)。