© 2026年 IEEE。允许个人使用本材料。对于所有其他用途，无论采用当前或未来的任何媒体，包括为广告或宣传目的重印/再版本材料、创作新的集体作品、转售或再分发至服务器或列表，或在其他作品中重用本作品的任何受版权保护的组成部分，均须获得 IEEE 的许可。

面向大规模自旋量子比特的快速读出

X. Luo、B. Bertrand、H. Niebojewski、F. Martins、C. Smith、T.-Y. Yang

摘要——在本快报中，我们展示了采用兼容工业的工艺制备的硅双量子点（双量子点）中泡利自旋阻塞现象的快速读出以及点间耦合可调性。点间耦合通过第二层自对准栅极层进行调节。电荷传感和自旋读出采用基于栅极的反射测量技术实现。这些结果为大规模工业标准制造的硅自旋量子比特阵列的可扩展快速读出铺平了道路。

索引词——金属氧化物半导体（MOS）、量子点（QD）、低温、反射测量、电荷传感、泡利自旋阻塞（泡利自旋阻塞）、自旋弛豫、量子信息处理（QIP）。

I. 引言NTRODUCTION

带纠错的量子计算需要大规模集成大量量子比特。硅自旋量子比特的一大优势在于：（1）与现有半导体制造工艺兼容；（2）由于超精细相互作用较弱、自旋轨道相互作用较小，因此具有较长的相干时间。然而，扩展自旋量子比特系统面临诸多挑战，包括（1）微结构制造[1-4]，（2）大规模布线，以及（3）低温系统中的热预算。

本文介绍了由CEA Leti FDSOI生产线采用深紫外（DUV）光刻制造的量子点阵列的表征过程，无需使用电子束光刻。值得注意的是，除柱塞栅极层外，这些器件还具有第二层栅极，即耦合栅极（J栅极）[2]。这些J栅极可调节点间耦合，这对双量子比特门操作至关重要[5]。为减小占用面积（例如，无需在相邻位置设置单电子晶体管电荷传感器和用于向每个量子点注入电荷的储库引线），我们采用基于栅极的反射测量，在双量子点中快速探测泡利自旋阻塞（PSB），这适用于高温量子比特运行[6-8]。

II. 器EVICE 件制备与实XPERIMENT

图1展示了本工作所报道器件的典型器件微结构。器件的有源区由300 mm绝缘体上硅（SOI）晶圆经MESA隔离集成图形化后获得。沉积TiN/polySi栅极叠层，并采用自对准方案进行图形化，从而在两条独立的有源硅纳米线上形成节距为80 nm的前栅（FG），如图1(a)所示。通过原位掺杂的抬升外延，随后对源极、漏极和栅极区域进行NiPt硅化，形成储层。在完成接触制作后，刻蚀金属沟槽，以形成位于前栅之间、节距为80 nm的耦合栅极（JG）。双有源区分栅器件的纵向和横向截面TEM图像分别如图1(b)和图1(c)所示。

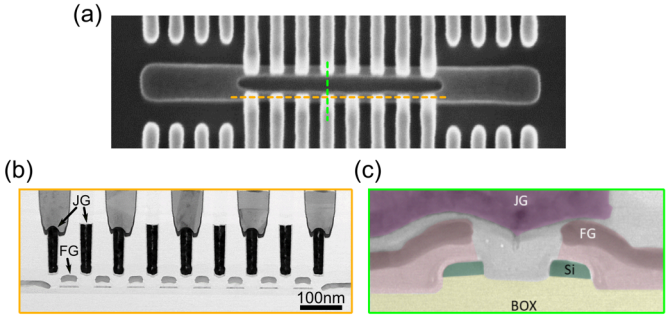

图 1. (a) 自对准栅极有源区图案化的俯视扫描电子显微图像，用于在双有源区硅纳米线上形成面对面的前栅。(b) 和 (c) 分别为沿 (a) 中黄色和绿色虚线拍摄的透射电子显微镜横截面图像。在该样品中，间距为 80 nm 的前栅和交换栅相互交错，使有效控制间距达到 40 nm。

典型的2×4 分栅器件结构如图 2 所示。这些器件旨在便于形成和控制2×N 量子点阵列。p 型金属氧化物半导体 (pMOS) 器件在 Si 沟道中设有沟槽，以形成双量子点阵列，并避免横向电荷运动。使用 pMOS 器件的主要优势在于空穴具有更强的自旋轨道相互作用，从而能够通过电偶极自旋共振 (EDSR) 实现更具可扩展性的自旋操控[9, 10]，并且无需额外组件，例如微磁体或电子自旋共振 (ESR) 线路 [1, 10]。具体而言，这种 EDSR 机制利用价带空穴态固有的强自旋轨道耦合，其表现为高度各向异性且依赖于空间位置的 g 矩阵[11, 12]。施加微波电场时，空穴波函数会周期性位移，并调制限制势。这会引起 g 张量变化，形成有效的振荡磁场，从而相干驱动自旋跃迁[13]。至关重要的是，器件的横截面几何结构在结构上增强了这种 g 因子调制的幅度。在我们的硅纳米线分栅架构中，

本文首条脚注中的本段将注明您提交论文供审稿的日期。X. Luo 任职于英国剑桥 CB3 0US 的剑桥大学。F. Martins 曾任职于英国剑桥 CB3 0US 的日立欧洲有限公司日立剑桥实验室，现任职于牛津郡牛津新路牛津创新中心的 QuantrolOx Ltd.，邮编 OX1 1BY。

C. Smith 和 T.-Y. Yang 任职于英国剑桥 CB3 0US 的日立剑桥实验室、日立欧洲有限公司。B. Bertrand 和 H. Niebojewski 任职于法国格勒诺布尔阿尔卑斯大学 CEA-Leti，地址为 F-38000 Grenoble。

© 2026年 IEEE。允许个人使用本材料。对于任何其他用途，包括在任何当前或未来媒体中重印或再版本材料以用于广告或宣传
任何受版权保护的部分，均须事先获得 IEEE 的许可。2

通道最上方边缘处集中的电场迫使电荷载流子聚集并形成“角点量子点”[12，14]。由于这种非对称限制由物理结构刚性定义，实现高效自旋轨道耦合所需的空间对称性破缺具有高度稳健性。因此，所得自旋轨道相互作用强度和电偶极自旋共振驱动效率在整个阵列中本质上保持均匀，从而支持该架构进行大规模集成的可行性。

基于栅极的反射测量用于在低温下进行电荷和自旋探测。实验装置如图 2 所示。反射测量技术利用了量子点中的任何电荷跃迁——无论是点间电荷跃迁（ICT）还是量子点到引线跃迁——都会改变总电容 [15-17]。将 LC谐振器连接到柱塞栅极，即可检测这种电容变化，从而实现对量子点电荷状态的读出。反射测量探测在基温为 80 mK 的干式稀释制冷机中进行。直流电压通过 QDevil QDAC-II 施加，反射测量探测则借助 Quantum Machines OPX+ 系统进行锁相测量。借助该装置，我们实现了 40 μs 的积分时间，比传统直流输运测量快一至三个数量级 [18，19]。因此，这种快速反射测量方法对于满足可扩展量子计算架构的运行速度要求具有显著优势。

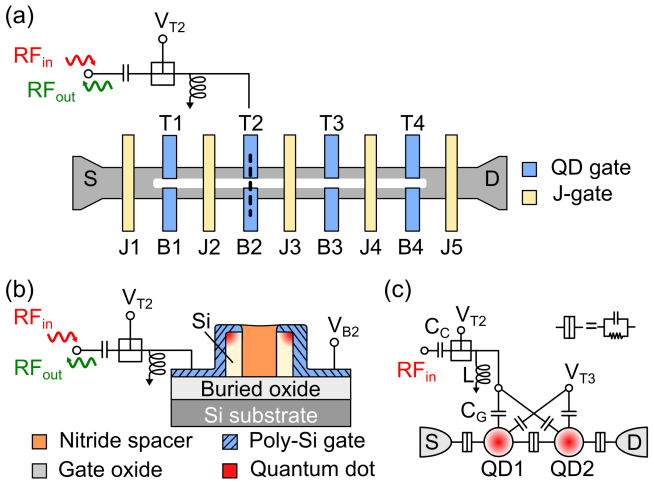

图2. 由八个量子点柱塞栅极（T栅极和B栅极）及五个耦合栅极（J栅极）组成的硅晶体管俯视示意图。一个LC谐振器连接至T2栅极，用于反射测量传感。（b）沿（a）中虚线方向的剖面示意图。（c）双量子点和反射测量传感器的电路图。C_C 和C_G 分别为LC谐振器的耦合电容和栅极电容。L为谐振器电感。

III. 输运表征

图 3(a)–(b) 展示了 pMOS晶体管的漏极电流I_{DS}随栅极电压V_G 变化的测量结果。对于量子计算多路复用而言，阈值电压的微小变化至关重要 [20]。然而，我们的器件中观察到阈值电压存在中等程度的变化，在测量的 56 个栅极中为 -0.763±0.117 V；这种情况并不理想，仍需进一步改进。稳定的亚阈值摆幅（101.9±9.2 mV/dec）表明界面陷阱密度和/或栅极被测器件中的杠杆臂 [21]。虽然这一亚阈值摆幅大于传统逻辑金属氧化物半导体场效应晶体管的摆幅，但我们认为性能退化主要是由界面陷阱所致。基于栅极堆叠结构中 6 nm 的氧化层厚度，我们估计界面陷阱密度约为

10^{12} $^{-1}$ $^{-}$eV

^{2}

cm 。该数值与已报道的硅自旋量子比特平台的范围一致 [22，23]。鉴于界面质量的这一稳定基准，观测到的阈值电压方差很可能是由欧姆接触处的掺杂剂扩散导致的，进而使外侧栅极的阈值电压较低。 参考文献 [24] 中也报道了类似趋势。

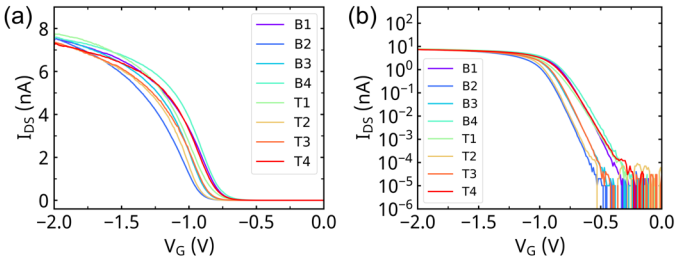

图3. 硅纳米线晶体管的室温直流输运表征。（a）对八个量子点柱塞栅极测量漏极电流I_{DS} 随栅极电压V_G 的变化。（b）I_{DS} 的对数刻度。

IV. Reflectometry 自旋检测

在以下测量中，我们仅关注由栅极 T1 和 T2 形成的双量子点系统。为隔离这一双量子比特基本单元，栅极 T3 和 T4 保持在 -2 V 电压，以防止在其下方形成活性量子点。

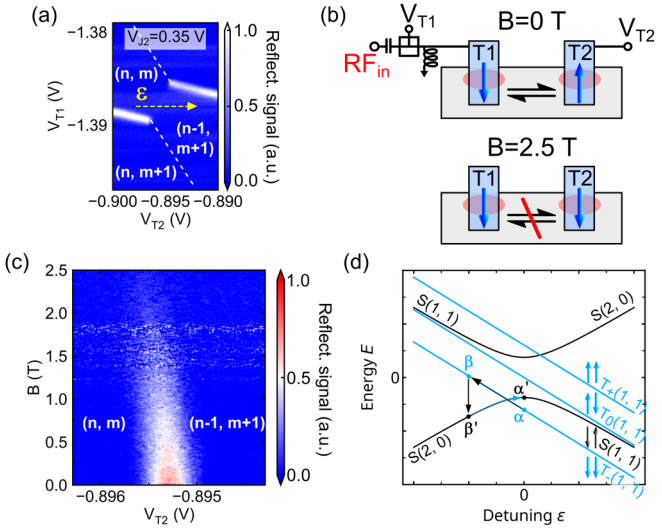

图4. （a）在耦合栅极电压V_{J2}=0.35V和磁场B=2.5 T下，基于栅极的反射测量随栅极电压V_{T1} 和V_{T2} 的变化。n（m）表示T2栅极（T1栅极）下方量子点中的电荷数。（b）双量子点测量中泡利自旋阻塞的示意图。上图：在B=0下，两个量子点中的自旋取向均为反平行。连接至T1栅极的LC谐振器可检测电荷运动。下图：在B=2.5 T下，两个量子点中的自旋取向彼此平行，电荷运动受到阻止。（c）沿（a）中失谐轴e对ICT进行的磁谱测量。（d）单重态（S）和三重态（T）的能量E随失谐e 变化的示意图。

© 2026年 IEEE。允许将本材料用于个人用途。对于所有其他用途，无论是当前还是未来的媒体形式，均须事先获得 IEEE 的许可器或列表，或在其他作品中重复使用本作品的任何受版权保护部分。3

基于栅极的反射测量用于感测双量子点中与自旋相关的态。点间量子电容 C_Q，即本征态能量 E 随失谐 e 变化的曲率，与 $\partial^2 E/\partial^2 \varepsilon$ 成正比。当自旋态处于单重态 $|\uparrow\downarrow\rangle$ 或 $|\downarrow\uparrow\rangle$（图4(b)上图）时，在图4(d)中 e=0 处可以感测到非零的 C_Q，并反映在反射测量信号中。图4(a)展示了在磁场 B=2.5 T 下的电荷占据（n，m）-（n-1，m+1）（等价于（2，0）-（1，1））点间跃迁（ICT）测量；此时，如图4(b)下图所示，双量子点中的自旋处于平行构型，从而形成三重态 $T_-|\downarrow\downarrow\rangle$作为基态。因此发生泡利自旋阻塞（PSB），并且图4(a)中测得的点间跃迁反射测量信号随着 $\partial^2 E/\partial^2 \varepsilon$=0 [16] 而受到抑制。

图4(c)显示了间接电荷隧穿的磁谱测量，其中泡利自旋阻塞随着B磁场增强而逐渐显现。间接电荷隧穿的不对称消失可以解释为：随着B磁场增强，T_- 态因塞曼劈裂而逐渐降低能量。因此，如图4(d)所示，T_- 态成为基态的失谐范围不对称地扩大。

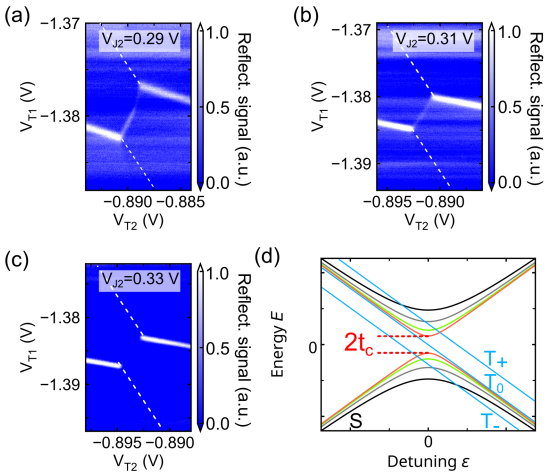

图5. 在B=2.5 T下，不同耦合栅极电压V_{J2}=时的间接电荷隧穿测量：(a) 0.29 V，(b) 0.31 V，(c) 0.33 V。(d) 有限磁场下，不同点间耦合t_c 时单重态-三重态对的能量E与失谐e的关系。

我们还观察到，通过调整双量子点的点间耦合，可以调控泡利自旋阻塞的产生。图5(a)–(c)显示，将V_{J2} 从0.33 V降至0.29 V会解除泡利自旋阻塞。图5(d)对此过程进行了示意。随着J栅极电压降低，点间耦合t_c 增大。从能量角度来看，t_c 增大使单重态逐渐变平并降低能量。最终，在e=0 处，T_- 态不再是基态，因此可以测得间接电荷隧穿，即单重态为基态。

在实现对双空穴能量景观的静态控制，并确定隔离泡利自旋阻塞所需的精确静电条件后，接下来我们将研究系统的动态特性。图6展示了单重态-三重态弛豫时间测量。通过经由 T2栅极向泡利自旋阻塞间接电荷隧穿施加脉冲序列，图6(b)中再次出现了间接电荷隧穿信号。当 T_- 态为基态，且系统被快速脉冲至远离零失谐的位置时，例如从三重态 a 跃迁至三重态 b（见图4(d)），系统随后会迅速从态 b 弛豫至单重态 b'。当系统依次被脉冲调回零失谐处的单重态 a'时，系统弛豫至初始基态 a。当两个电压脉冲之间的等待时间 (t_{wait}) 短于单重态→三重态弛豫时间 (T_1) 时，可以测量到恢复的间接电荷隧穿信号。图6(d)显示了反射测量信号随 t_{wait} 的变化。单重态布居随 t_{wait} 呈指数衰减，并从实验数据中提取出特征时间 T_1，其值为 ~590 ns。需要注意的是，这一 T_1 值是在零失谐 (e=0) 处测得的。在此间接电荷隧穿处，电荷态强烈杂化。电荷混合使杂化自旋态极易受到电荷噪声和声子介导弛豫的影响，从而形成一个众所周知的弛豫热点。因此，与深处于库仑阻塞区间、彼此隔离的自旋态相比，电荷反交叉处的单重态-三重态弛豫速率会显著加快。我们测得的 T_1 时间与使用射频反射测量直接在电荷跃迁处进行的类似测量相当，甚至更长；在这类测量中，硅量子点系统中通常报告的弛豫时间约为 100 ns [25-27]。

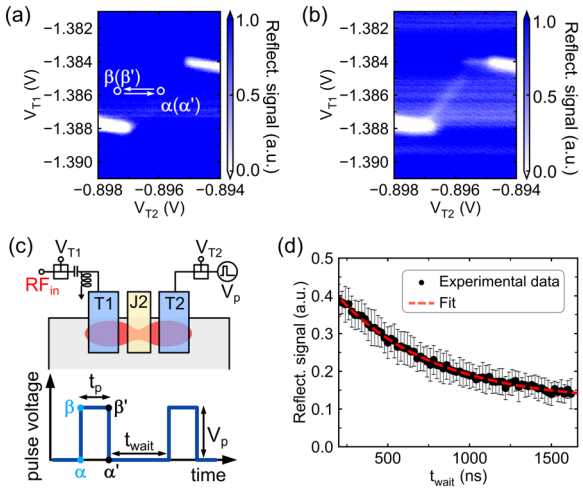

图 6. 单重态-三重态弛豫时间（T_1）测量。无脉冲序列的 ICT 测量（a）和采用等待时间为t_{wait}=160 ns 的脉冲序列的 ICT 测量（b）。（c）上图：本次测量中器件设置的示意图。LC谐振器连接至 T1 栅极，脉冲序列通过偏置三通施加到 T2 栅极。下图：脉冲序列示意图。t_p、t_{wait} 和V_p 分别表示脉冲长度、等待时间和脉冲幅度。a、a'、b 和 b'对应于（a）中标记的位置。（d）反射测量信号随t_{wait}的变化。红色虚线为对实验数据拟合得到的指数衰减函数。在本次实验中，耦合栅极电压V_{J2}=0.35 V。

V. 结论

在本论文中，我们表征了采用完全兼容工业的工艺制造的 pMOS晶体管。我们展示了利用基于栅极的反射测量，对双量子点中的泡利自旋阻塞进行快速读出。泡利自旋阻塞可通过施加外部磁场或调节点间耦合来诱导。实验结果使我们能够构建单重态和三重态的能量结构，并进一步进行T_1 时间测量。我们的结果证实

© 2026年 IEEE。允许个人使用本材料。对于任何其他用途，无论是在当前还是未来的媒介中，包括为广告或促销目的重印/再版何受版权保护部分，均须获得 IEEE 的许可。4 硅CMOS自旋量子比特用于量子计算时，其可扩展性和可控性是可以实现的。

ACKNOWLEDGEMENT

本研究获得了欧盟地平线2020 QLSI项目的资助。

REFERENCES

[1] R. Li, N. I. Dumoulin Stuyck, S. Kubicek, J. Jussot, B. T. Chan, F. A. Mohiy
Ivanc 持
的灵活
2020 . , 3 4 页。 DOI: 10.1109/IEDM13553.2020.9371956[2] B. Bertrand, B. Martinez, J. Li, B. Cardoso Paz, V. Milhory, V. Labracherie, L. Bréva T. Meunier, M. Vinet, Y. M
Nique 旋
量子比
M), 2 J.
Zwer H. C. George, R.
Pillarisetty, S. A. Bojarski, P. Amin, S. V. Amito lo, D.
Corre s, E. M. Henry, R. Kotlyar, M.
Loda
Samk
Vand 子,
第 5 卷
10.10
Bohu .
Spence, T. Lundb
Sanquer, M. F. Gonzalez-Zalba, F. Kuemmeth, Y.-M. Niquet, S. De Franceschi, M. Ur 分
裂栅控 年,
第 /
[5]
IEDM 第
57 卷,
[6]
PhysRevA. . C. H. Yang, R. C. C. Leon, J. C. C. Hwang, A. Saraiva, T. Tanttu, W. Huan
Dzura 量子处理器单元 –354,
2020 年。DOI: 10.1038/s41586- 020-2171-6[7] L. Petit, H. G. J. Eenink, M. Russ,
Vand 0,
355 3 .
Geyer K. J. Warburton, D. M. Zumbühl, 和 A. V. Kuhlmann, "向下4 开尔文
2022 ,
A. Am
Meun . De Franceschi, "硅中自旋量子比特的机 页,
2019
Kotek
Vinet hi, "一种 CMOS硅自旋量子比特", 自然·通讯,
第
[11
DOI:
Thorv
P. Sus 和 A. R. Hamilton, "硅 MOS 量子点中第 空穴的 *g* 张量的电子控制",
Phys. Rev. B 104, 235303, 12 月 . 2021.
DOI: 10 1103 104 235303 . /PhysRevB. . N. Piot、B. Brun、V.
[12]
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. De Franceschi, "天然硅中具有增强相干性的单空穴自旋", 《自然·纳米技术》, 第17卷, 第10期, 第1072–1077页, 2022年10月。DOI: 10.1038/s41565-022-01196-z[13] A. Crippa、R. Maurand、L. Bourdet、D. Kotekar-Patil、A. Amisse、X. Jehl、M. Sanquer、R. Laviéville、H. Bohuslavskyi、L Hutin、S. Barraud、M. Vinet、Y.-M. Niquet 和 S. De Franceschi, "通过g矩阵调制实现自旋轨道量子比特的电自旋驱动", 《物理评论快报》, 第120卷, 第13期, 第137702页, 2018年3月。DOI: 10 1103 120 137702 . /PhysRevLett. .
[14]
A. Corna、L. Bourdet、R. Maurand、A. Crippa、D. Kotekar-Patil、H. Bohuslavskyi、R. Laviéville、L. Hutin、S. Barraud、X. Jehl、M. Vinet、S. De Franceschi、Y.-M. Niquet 和 M. Sanquer, "硅量子点中由自旋-谷-轨道耦合介导的电驱动电子自旋共振", *npj*量子信息, 第4卷, 第1期, 文章编号6, 2018年2月。DOI: 10.1038/s41534-018-0059-1[15] F. Vigneau、F. Fedele、A. Chatterjee、D. J. Reilly、F. Kuemmeth、M. F. Gonzalez-Zalba、E. A. Laird 和 N. Ares, "利用射频反射测量探测量子器件". 《应用物理评论》 第10卷 第2期 第
[16]
Otxoa 荷量子比特和自旋 容与隧穿电容", 《物理评论*B*》, 第95卷, 第4期, 第045414页, 2017年1月。DOI:
[17]
Hornibrook、A
极传感器对少电子双量子点进行色散读出", 《物理评论快报》, 第110卷, 第4期, 第04680
M. F. (eumer、M. Vinet
S. Dzu 第
872–884页, 2021年12月。DOI: 10.1038/s41928-021-00681-y[19] G. Burkard、T. D. Ladd、A. Pan、J. M. Nichol 和 J. R. Petta, "半导体自旋量子比特", 《现代物理评论》, 第95卷, 第2期, 文章编号 025003, 2023 10 1103 95 025003 ,
[20]
6月。DOI: . /RevModPhys. . R. Li、L. Petit、D. P. Franke、J. P. Dehollain、J. Helsen、M. Steudtner、N. K. Thomas、Z. R. Yoscovits、K. J. Singh、S. Wehner、L. M. K. Vandersypen、J. S. Clarke 和 M. Veldhorst, "用于硅量子点量子比特的交叉开关网络", 《科学进展》, 第4卷, 第7期, 第eaar
10.1126 3060 页。DOI: /sciadv.aar3 M. Sze 和 K.
[21]
K. Ng,
霍博青
DOI: . / .ch Y. Raffel、J. Ridard、N. Rambal、B. Bertrand、T. Meunier、M. Vinet 和 Y.-M. Niquet, "界面陷阱温度依赖性对硅自旋量子比特开发中高k金属栅堆叠结构的重要性", 《应用物理快报》, 第123卷, 第3期, 文章编号034002, 2023年7月。DOI: 10.1063/5.0147586[23] B. Martinez、S. De Franceschi 和 Y.-M. Niquet, "通过优化栅极布局降低基于外延异质结构的自旋量子比特器件的变异性", *arXiv*预印本, arXiv:2402.18991, 2024年2月。DOI: 10.48550/arXiv.2402.18991[24] S. Neyens、O. K. Zietz、T. F. Watson、F. Luthi、A. Nethwewala、H. C. George、E. Henry、M. Islam、A. J. Wagner、F. Borjans、E. J. Connors、J. Corrigan、M. J. Curry、D. Keith、R. Kotlyar、L. F. Lampert、M. T. Mądzik、K. Millard、F. A. Mohiyaddin、S. Pellerano、R. Pillarisetty、M. Ramsey、R. Savytskyy、S. Schaal、G. Zheng、J. Ziegler、N. C. Bishop、S. Bojarski、J. Roberts 和 J. S. Clarke, "在300毫米自旋量子比特晶圆上探测单电子", 《自然》, 第629卷, 第8010期, 第80–85, 2024 10 1038 41586 024 07275 6 页, 5月。DOI: . /s - - - M. G.
[25]
House、T. Kobayashi、B. Weber、S. J. Hile、T. F. Watson、J. van der Heijden、R. V. Rogge 和 M. Y. Simmons, "Si:P量子点中隧穿耦合与单重态-三重态自旋态的射频测量", 《自然·通讯》, 第6卷, 第1期, 第8848页, 2015年11月。DOI: 10.1038/ncomms9848[26] M. Urdampilleta、A. Chatterjee、A. Corna、X. Jehl、M. Vinet、M. Sanquer 和 S. De Franceschi, "电荷动力学与自旋阻塞在

© 2026年 IEEE。允许将本材料用于个人用途。对于任何其他用途，包括在任何现有或未来媒体中重印/再版本材料以用于广告或作品的任何受版权保护部分，均须事先获得 IEEE 的许可。5

硅中的混合双量子点，”物理评论*X*，第 5 卷，第 3 期，文章编号 031024，2015 10 1103 5 031024 Aug. 。DOI：。/PhysRevX.. F.-E. von

[27] Horstig、L. Peri、V. N. Ciriano-Tejel、S. Barraud、J. A. W. Robinson、M. Benito、F. Martins 和 M. F. Gonzalez-Zalba，“在没有自旋阻塞的情况下实现自旋的电读出”，*npj*量子信息，第 11 卷，第 1 期，第 155 页，2025年10月。DOI：10.1038/s41534-025-01102-0