

引用格式: 汪洋, 王思远, 刘雨晴, 等. 超导器件赋能量子传感与探测: 原理、进展与前沿应用 [J]. 电子科技大学学报, 2026, 55(5): 692-706.
Wang Yang, Wang Siyuan, Liu Yuqing, et al. Superconducting devices for quantum sensing and detection: Principles, advances, and emerging applications[J]. Journal of University of Electronic Science and Technology of China, 2026, 55(5): 692-706. (in Chinese)

超导器件赋能量子传感与探测: 原理、 进展与前沿应用



汪 洋*, 王思远, 刘雨晴, 闫裔超, 杨 超, 李言荣

(电子科技大学电子薄膜与集成器件全国重点实验室, 成都 611731)

摘要: 超导体具有零电阻、宏观量子相干性、磁通量子化等特征, 对微弱的光、热、磁和粒子扰动具有高度敏感性, 因而超导器件已成为量子传感与极弱信号探测的重要技术平台。该文系统梳理了超导器件用于量子传感与探测的物理基础、代表性器件类型、关键技术进展及前沿应用。首先介绍了超导器件的基本原理, 在此基础上, 重点阐述超导纳米线单光子探测器、超导量子干涉器件和超导二极管三类代表性器件的工作机制、性能特点与关键进展。该文还分析了超导器件在工作温度、噪声抑制、器件一致性、大规模读出及系统集成等方面面临的关键挑战, 并展望了其向便携化、大规模阵列化和多功能集成化发展的趋势, 为超导量子传感与探测技术的进一步研究及应用验证提供参考。

关键词: 超导探测器; 量子传感; 单光子探测; 超导量子干涉器件; 超导二极管

中图分类号: TP212

文献标志码: A

DOI: 10.12178/1001-0548.2026131

Superconducting devices for quantum sensing and detection: Principles, advances, and emerging applications

WANG Yang*, WANG Siyuan, LIU Yuqing, YAN Yichao, YANG Chao, and LI Yanrong

(State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

Abstract: Superconductors are characterized by zero electrical resistance, macroscopic quantum coherence, and magnetic flux quantization. Their high sensitivity to weak optical, thermal, magnetic, and particle-induced perturbations has established superconducting devices as an important platform for quantum sensing and ultrasensitive signal detection. This review systematically summarizes the physical mechanisms, representative device types, key advances, and emerging applications of superconducting devices for quantum sensing and detection. It first introduces the fundamental operating principles of superconducting devices and then focuses on the device mechanisms, performance characteristics, and key advances of three representative device classes: superconducting nanowire single photon detectors, superconducting quantum interference devices and superconducting diodes. The key challenges associated with operating temperature, noise suppression, device uniformity, large-scale multiplexed readout, and system integration are further discussed. Finally, future trends toward portable platforms, large-scale arrays, and multifunctional integration are outlined, providing a reference for further research and practical implementation of superconducting quantum sensing and detection technologies.

Key words: superconducting detector; quantum sensing; single photon detection; superconducting quantum interference device; superconducting diode

近年来, 量子科技快速发展, 量子效应正逐步由基础物理研究走向信息传感、精密测量和极弱信号探测等实际应用。2025 年诺贝尔物理学奖授予约翰·克拉克 (John Clarke)、米歇尔·德沃雷特 (Michel H. Devoret) 和约翰·马丁尼斯 (John M.

Martinis) 3 位科学家, 以表彰他们在电路中发现宏观量子隧穿和能级量子化现象, 这一开创性工作证明了量子效应可以在由大量粒子构成的宏观电路中得到观测与调控, 为超导量子器件及现代量子技术的发展奠定了关键基础。量子传感与探测技术利

收稿日期: 2026-07-31

基金项目: 国家自然科学基金 (52502332)

作者简介: 汪洋, 博士, 特聘副研究员, 主要从事高温超导薄膜器件方面的研究。

*通信作者 E-mail: yangwang@uestc.edu.cn

用量子体系对外界扰动的高度敏感性,实现对光、磁场、热和粒子等微弱信号的精密测量。如深空光通信中的极低光子通量识别、脑磁中的飞特斯拉(fT)量级生物磁信号探测以及宇宙中暗物质等未知粒子的搜寻,这些场景均对探测器的灵敏度、噪声水平、时间分辨率和能量分辨率提出了极高要求。传统半导体探测器在可见光和近红外波段已形成较为成熟的技术体系,但在太赫兹、远红外及其他低能量极端环境探测场景中,受限于材料本征禁带宽度,难以产生有效响应,往往需要窄带隙材料、复杂的异质结构或极端制冷环境,同时热激发和读出噪声也容易淹没微弱信号。因此,突破传统探测材料与器件的性能限制,发展具有更低激发阈值和更高灵敏度的新型探测器,已成为量子传感与探测领域的重要研究方向。

大部分超导体具有 meV 量级的能隙,并能在低温下形成宏观量子相干态,微弱的光、热、磁或粒子扰动即可引起准粒子数、临界电流、磁通状态或动态电感等物理量的可测变化,因此,超导器件已成为极弱信号探测与量子传感的重要技术平台。近二十年来,超导薄膜生长、微纳加工、低温制冷和信号读出等技术不断进步,显著推动了超导传感与探测器件的发展。以超导纳米线单光子探测器(superconducting nanowire single photon detector, SNSPD)为代表的辐射探测器件,兼具高系统探测效率、低暗计数率、低时间抖动和高计数率等优势,已成为量子通信、弱光成像和深空探测等领域的关键器件;超导量子干涉器件(superconducting quantum interference device, SQUID)利用约瑟夫森干涉效应和磁通量子化,成为高灵敏磁通测量、弱磁探测和低噪声读出的核心器件;以超导二极管(superconducting diode)为代表的新兴非互易超导器件,则可实现方向相关的无耗散电流输运,为低温信号整流、超低功耗逻辑以及片上超导电子学集成提供了新的实现路径。前两类器件已广泛用于量子通信、弱光成像、生物磁测量和深空低温探测等领域,而超导二极管目前尚不能与成熟传感器件等同,主要作为后端功能单元承担片上信号调控和接口功能,因此与量子传感与探测系统的集成具有直接联系。

基于上述背景,本文系统梳理超导器件用于量子传感与探测的物理基础、关键技术进展及前沿应用。首先介绍超导能隙与准粒子激发、磁通量子化和约瑟夫森效应等基本物理概念;随后重点阐述超

导纳米线单光子探测器、超导量子干涉器件和超导二极管三类代表性器件的工作机制与性能特点,并总结其近年来的关键研究进展和前沿应用。在此基础上,分析超导器件在工作温度、噪声抑制、器件一致性、大规模系统集成等方面面临的主要挑战,进一步展望其向便携化、阵列化和集成化方向发展的趋势。

1 超导器件基本原理与分类

各类超导传感与探测器件均利用超导有序态对外界微弱扰动的高灵敏响应,但其被测物理量和信号转换机制并不相同。超导纳米线单光子探测器主要将光子吸收引起的准粒子激发及电热响应转换为电脉冲;超导量子干涉器件利用约瑟夫森干涉效应和磁通量子化,将微弱磁通变化转换为电压、电流或谐振参数的变化;超导二极管则利用方向相关的临界电流或电阻响应,实现非互易超流输运与低温信号整流。因此,不同器件在灵敏度、噪声水平、时间响应、动态范围和集成方式等方面各有特点,分别适用于不同的应用场景。

1.1 超导的基本特征及其探测优势

1.1.1 零电阻、迈斯纳效应与磁通量子化

零电阻和迈斯纳效应是超导态最基本的两个宏观特征。当温度降低至超导临界温度(T_c)以下时,材料进入超导态,直流电阻趋于零。迈斯纳效应是指材料由正常态转变为超导态时主动排斥体内磁通,外磁场通常仅能在距表面约一个伦敦穿透深度(λ_L)的范围内存在并逐渐衰减。但是对于有限尺寸、非理想超导体以及处于混合态的II型超导体,其内部磁感应强度并不一定严格为零。

根据对外磁场的响应,超导体通常分为I型和II型。I型超导体具有单一热力学临界磁场 H_c ,II型超导体则具有下临界场 H_{c1} 和上临界场 H_{c2} 。在外磁场处于 H_{c1} 与 H_{c2} 之间时,磁通以量子化涡旋的形式进入超导体,形成混合态。每个涡旋中心附近的超导序参量受到抑制,其周围存在环流超导电流。涡旋的产生、钉扎与运动直接关系到临界电流、能量耗散和器件噪声,也是超导器件的重要物理基础。

超导体可由具有确定相位的宏观波函数描述。由于宏观波函数沿闭合路径绕行一周后必须保持单值,其相位变化只能是 2π 的整数倍,由此得到磁通量子化条件:

$$\phi = \frac{\hbar}{2e} \cdot 2n\pi = n \frac{h}{2e} = n\phi_0 \quad (1)$$

式中, 磁通量子 $\phi_0 \approx 2.069 \times 10^{-15} \text{ Wb}$, 即磁通量子化现象。

1.1.2 约瑟夫森效应

1962 年, 英国物理学家布赖恩·约瑟夫森 (Brian D. Josephson) 预言, 当两个超导体通过弱连接耦合时, 库珀对可以发生相干隧穿。典型的超导体-绝缘体-超导体结 (S-I-S) 只是约瑟夫森弱连接的一种实现形式。理想约瑟夫森结的电流-相位关系及相位演化关系分别为:

$$j = j_c \sin \varphi \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} U \quad (3)$$

式中, j_c 为临界电流密度; φ 为结两侧超导序参量的相位差; U 为结两端电压。当结两端电压为零时, 相位差可以保持恒定, 结中存在无电压超电流, 这一现象称为直流约瑟夫森效应。若在结两侧施加恒定电压, 相位随时间线性演化, 结电流以约瑟夫森频率发生振荡, 称为交流约瑟夫森效应。

在小信号条件下, 约瑟夫森结还可等效为随相位变化的非线性电感, 即约瑟夫森电感。外加磁通能够改变超导环路中的相位约束, 进而调制约瑟夫森结的临界电流、电压或等效电感。因此, 约瑟夫森效应不仅是 SQUID 实现磁通-电信号转换的基础, 也为约瑟夫森二极管、超导量子比特、参量放大器及其他低温非线性器件提供了核心物理机制。

1.1.3 超导能隙、准粒子激发与动态电感

超导态中, 费米能级附近的电子通过有效吸引相互作用形成库珀对, 并在激发谱中打开超导能隙 Δ 。超导能隙不同于半导体中价带与导带之间的单粒子禁带, 而是多体凝聚态的激发能隙。对于各向同性弱耦合 s 波 BCS 超导体, 零温能隙近似满足 $\Delta(0) \approx 1.76 k_B T_c$ 。直接打破一个库珀对所需的最低能量为 2Δ 。多数超导材料的能隙位于毫电子伏特量级, 远小于常规半导体的电子伏特量级禁带。因此, 能量较低的光子或粒子也能显著改变超导体中的准粒子数、温度、阻抗或超流密度, 使超导器件具备探测远红外、太赫兹及其他低能量信号的潜力。

当入射光子或粒子的能量足以破坏库珀对时, 超导体中会产生非平衡准粒子。高能准粒子会通过电子-电子和电子-声子相互作用发生弛豫, 并激发更多准粒子。准粒子的产生、扩散和复合等过程

共同决定超导探测器的性能。

超流载流子的惯性还会使超导体表现出动态电感 (kinetic inductance)。与由空间磁场储能决定的几何电感不同, 动态电感来源于超流加速产生的动能, 在薄而窄、超流密度较低的超导结构中尤为显著。动态电感与超流密度成反比; 入射辐射减少超流密度后, 动态电感通常显著增大, 同时微波损耗也可能增加, 上述响应构成了微波探测及超导谐振读出技术的物理基础。

1.2 超导纳米线单光子探测器

超导纳米线单光子探测器 (SNSPD) 是目前近红外至中红外波段综合性能最优异的单光子探测器之一, 在探测效率、时间分辨率、暗计数率和计数速度等方面具有突出优势。其光敏单元通常由厚度为数纳米、宽度为数十至数百纳米的超导纳米线构成, 并通过蜿蜒排布或与光学谐振腔、波导等结构集成, 以增大有效光敏面积并提高光子吸收效率^[1]。

SNSPD 的工作原理普遍认为是“热点”机制 (如图 1)。在远低于超导临界温度 T_c 的低温环境下, 向纳米线中施加略低于临界电流 I_c 的偏置电流 I_b 。典型 SNSPD 材料 (如 NbN、NbTiN、Nb、WSi 等) 的超导能隙约为 meV 量级。在无光子入射时, 纳米线处于零电阻超导态; 当单个光子被纳米线吸收后, 其能量在局部打破库珀对并产生大量非平衡准粒子, 使光子吸收区域的超导序参量受到抑制, 形成局部热点。由于热点区域的超导载流能力下降, 偏置电流被迫向其两侧重新分布, 引起局部电流拥挤; 当局部电流密度超过临界值时, 纳米线由超导态转变为有限电阻态, 并在焦耳热和电热反馈作用下形成横跨线宽的电阻区。随后, 偏置电流转移至外部负载, 在读出端产生可测量的电压脉冲。随着局部热量向衬底扩散、准粒子逐渐复合, 电阻区消失, 纳米线恢复超导态, 完成一次光子探测与复位过程。

除上述“热点”过程外, SNSPD 的触发通常还与涡旋运动有关。光子吸收造成的局部超导性抑制会降低涡旋进入或穿越纳米线的势垒, 使涡旋可能从纳米线边缘进入, 或使涡旋-反涡旋对分离并横穿纳米线。涡旋运动引起的能量耗散会进一步加热局部区域, 促进横跨纳米线宽度的电阻区形成。随后, 偏置电流由纳米线支路转移至外部负载, 在读出端形成可测量的电压脉冲。随着局部热量向衬底扩散、准粒子逐渐复合, 电阻区消失, 纳米线恢复超导态, 并重新进入下一次光子探测循环。

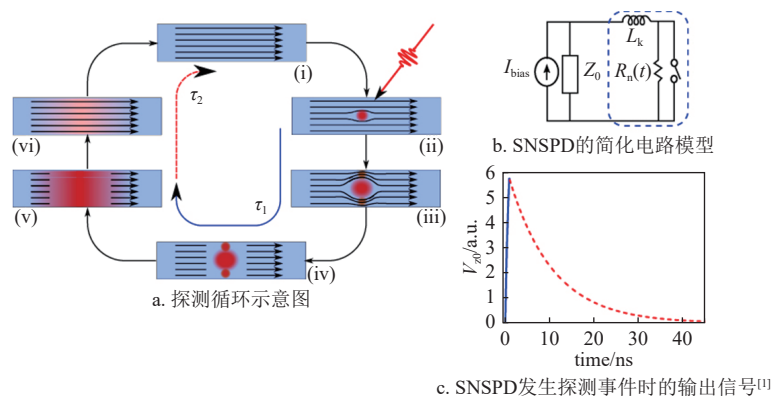


图1 SNSPD 工作基础

因此, SNSPD 的光子响应过程可概括为: 光子吸收引发库珀对破缺及非平衡准粒子的产生与扩散, 进而导致局部超导性抑制和偏置电流重分布; 在一定条件下, 电流拥挤及涡旋进入或穿越可进一步触发耗散区形成, 随后偏置电流转移至外部负载并产生可测量的电压脉冲。需要指出的是, 热点形成、准粒子动力学、涡旋运动与电热反馈并非彼此独立, 其相对贡献取决于超导材料特性、纳米线几何尺寸、偏置电流、工作温度、光子能量、衬底热耦合及外部电路等因素。

在性能方面, SNSPD 最突出的特点是能够同时兼顾高探测效率、低暗计数率、低时间抖动和高计数率。

在高质量超导薄膜、优化器件结构、光学微腔和高效光纤耦合的共同作用下, 其系统探测效率可接近 100%, 从而显著提高极弱光信号的利用率。对于远距离量子通信和多光子量子实验, 高探测效率不仅能够提高有效计数率, 还可显著增加多光子符合事件的获取概率。

SNSPD 还具有极低的暗计数率。暗计数是指在有效光子入射时, 探测器产生的误触发信号。由于 SNSPD 工作在低温超导态, 热激发噪声受到显著抑制, 同时不存在半导体雪崩单光子探测器中常见的载流子俘获和后脉冲效应, 因此能够在极低光子通量下保持较高的信噪比。这一特点对于长距离量子密钥分发、深空激光通信、弱光成像和稀有光子事件探测尤为重要。

在时间响应方面, SNSPD 的时间抖动可达到皮秒量级, 能够较为精确地记录光子的到达时刻。低时间抖动使其特别适用于时间编码量子通信、光子关联测量、荧光寿命成像和飞行时间激光雷达等需要高时间分辨率的应用。

与此同时, SNSPD 具有较快的电学恢复过程, 能够实现较高的最大计数率和良好的高速重复探测能力。通过缩短纳米线长度、减小动态电感或采用并行多单元结构, 还可以进一步缩短复位时间。

此外, SNSPD 具有较宽的光谱响应范围。通过选择不同的超导材料, 并调节薄膜厚度、纳米线宽度及光学吸收结构, 其探测范围可覆盖紫外、可见光、近红外、通信波段以及中红外。SNSPD 采用平面薄膜结构, 便于与光纤、光学微腔、光子波导和集成光子芯片耦合, 也可通过阵列化实现空间成像和多通道探测。

1.3 超导量子干涉器件

超导量子干涉器件 (SQUID) 利用约瑟夫森干涉效应与磁通量子化, 将微弱的磁通变化信号转换为电压、临界电流或谐振参数的变化, 是目前灵敏度最高的磁通传感器之一。

SQUID 的工作基础是约瑟夫森干涉效应和磁通量子化。实际约瑟夫森结常用 RCSJ 模型 (resistively and capacitively shunted junction) 描述 (如图 2a 和图 2b), 即理想约瑟夫森元件与正常电阻和结电容并联。外部分流电阻可使结趋于过阻尼并减小电流—电压特性的回滞。直流 SQUID 通常由含两个约瑟夫森结的超导环构成, 偏置电流略高于器件临界电流后, 外加磁通会周期性调制其平均输出电压。因此, 直流 SQUID 的输出电压随外加磁通以 Φ_0 为周期变化, 实际测量常采用磁通锁定环 (flux-locked loop, FLL), 通过反馈将工作点锁定在电压—磁通曲线的高斜率区^[2] (如图 2c)。射频 SQUID 由含单个约瑟夫森结的超导环构成, 并与射频谐振读出电路耦合, 外加磁通改变环中的屏蔽电流和等效非线性电感, 进而调制耦合谐振器的幅

度、相位或共振频率。现代微波 SQUID 复用器也利用类似的磁通—谐振参数转换,但其具体工作模式与传统射频 SQUID 磁强计有所区别。射频 SQUID 只需要一个结,早期在微纳工艺一致性有

限时具有制备优势^[3]。随着薄膜与微纳工艺成熟,直流 SQUID 因传递特性和低噪声性能而广泛用于磁力计和梯度计,射频 SQUID 及其衍生结构则仍用于特定磁测量和大规模复用读出(如图 2d)。

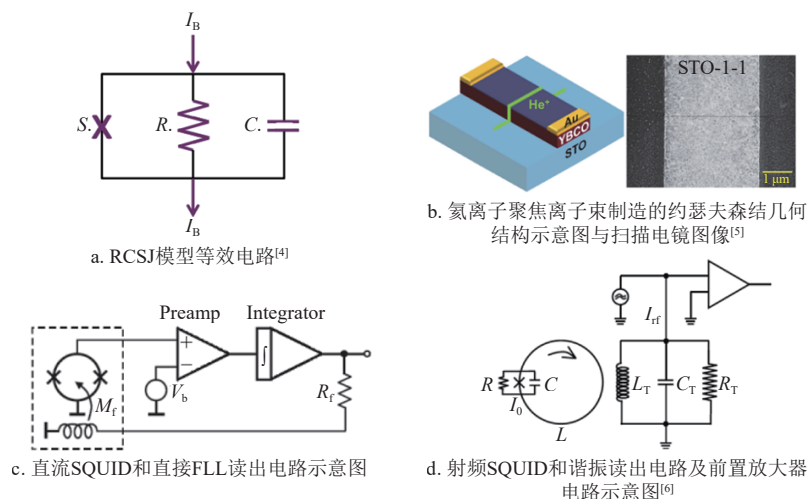


图 2 SQUID 的工作基础

与常规磁传感器相比, SQUID 兼具高灵敏度、宽频响应、大动态范围与极高精度等优势。在适当的耦合与屏蔽条件下,其系统磁场噪声可达到 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级甚至逼近量子极限,从而显著提高对极微弱磁信号的捕捉能力。具体数值依赖探测线圈面积、耦合效率、频率和磁屏蔽条件等,低频性能会受到 $1/f$ 噪声、临界电流涨落和环境磁噪声影响,动态范围也取决于 FLL 电子学。

1.4 超导二极管与非互易超导器件

SNSPD 和 SQUID 分别实现了对光子信号和磁信号的高灵敏探测,但完整的超导传感系统还涉及信号传输、方向选择和片上调控等功能。超导二极管效应所表现出的非互易临界电流和方向依赖输运特性,为低损耗整流、隔离及片上信号调控提供了新的物理途径。因此,尽管超导二极管的传感应用成熟度仍低于 SNSPD 和 SQUID,本文仍将其作为具有潜在系统融合价值的新兴超导功能器件加以讨论。

传统半导体 p-n 结二极管的整流特性建立在电流非互易输运的基础上,即电流正向导通而反向被截止。半导体器件在工作时不可避免地产生电阻与能耗,为了克服这一局限,研究人员提出了超导二极管的设想,利用超导体本身的零电阻优势,在超导体系中实现非互易输运。超导二极管是指超导电流呈现出非互易性,只允许超导电流无耗散地在一

个方向流动,而在相反方向则表现出有限电阻态或较小的临界电流(如图 3)。超导二极管核心特征是正向和反向的临界电流大小不等($I_{c+} \neq I_{c-}$),是实现超导电流整流的物理基础。实现超导二极管效应的核心前提是同时实现空间反演对称性破缺和时间反演对称性破缺。空间反演对称性破缺可以通过非中心对称超导体、人工异质结的非对称界面或几何不对称的约瑟夫森结来实现。时间反演对称性破缺通常借助外加磁场、铁磁有序或交变磁性来达成。对于超导体系中的这种二极管效应,其核心指标是二极管整流效率(η):

$$\eta = \frac{|I_{c+} - I_{c-}|}{I_{c+} + |I_{c-}|} \times 100\% \quad (4)$$

依据物理本源与结构维度差异,超导二极管物理机制可划分为材料本征结构不对称、几何结构不对称及约瑟夫森结不对称三类。材料本征结构不对称由晶体固有非中心对称结构、自旋轨道耦合与磁场协同主导,无须人工结构调控。基于微观量子本源差异,该机制又可划分为磁手征各向异性与有限动量库珀配对两类核心物理图像。磁手征各向异性是双对称破缺体系中广泛存在的非互易输运现象,且存在明确的正常态与超导态物理区分。有限动量库珀配对是从超导凝聚本源出发的本征量子机制,突破了传统 BCS 超导零动量配对框架。传统超导体系中库珀对由动量、自旋严格反向的电子配对形

成, 质心动量为零, 超流输运具备天然对称性。而在兼具强 SOC 与 Zeeman 分裂的非中心对称超导体中, 费米面发生自旋劈裂与非对称畸变, 电子将自发形成螺旋超导态。库珀对固有的有限集体动量

打破了超流色散关系的正反对称性, 超流输运方向直接决定库珀对相干稳定性, 平行动量方向的拆对能量阈值更高, 反方向更易发生超导失稳, 最终形成临界电流非互易行为。

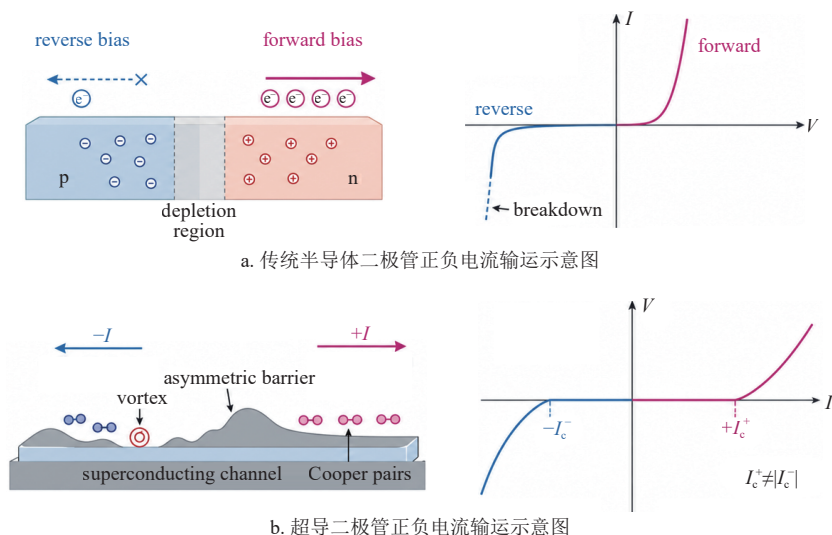


图3 超导二极管的工作基础

与材料本征微观机制不同, 几何结构不对称机制属于典型的介观机制, 超导二极管效应通过人工器件形貌调控实现, 无须依赖材料固有晶体对称性, 广泛适用于II型超导薄膜、超导纳米线等微纳器件。器件人工非对称几何构型(非对称缺口、非均匀打孔、不对称边缘等)打破空间反演对称性, 外加磁场破坏时间反演对称性, 该机制的核心物理图像为不对称磁通势垒与涡旋棘轮效应, 在正反双向电流激励下, 磁通涡旋的进入与离开器件的过程需克服不同的势垒: 正向电流作用下涡旋易被钉扎, 体系可稳定维持无耗散超导态; 反向电流作用下涡旋更易脱钉扎并产生耗散, 最终导致正反向临界电流非对称, 整体呈现超导二极管整流特性。

材料本征不对称与几何结构不对称分别依托材料微观量子态与介观涡旋动力学实现非互易超导输运, 而约瑟夫森结不对称机制则聚焦于超导隧穿结界面输运体系, 是构筑超导二极管效应的第三类核心物理机理。该机制通过结区结构与物性差异破缺空间反演对称性, 结合外场调控破缺时间反演对称性, 最终产生约瑟夫森二极管效应, 是可电控、场控的可调谐型非互易超导输运机制。

综上, 材料本征不对称属于微观本征量子机制, 具备量子相干性优异、本征响应稳定的特点; 几何结构不对称依托人工结构实现对称破缺, 工艺简

单、结构可控; 约瑟夫森结不对称属于界面隧穿调控机制, 以高可调谐性、极性可反转为核心特征。三类机制均满足双重对称性破缺的普适条件, 在微观起源、响应对称性、调控方式与器件适配场景上相互区分、互为补充, 为不同工况、不同性能需求的超导二极管器件设计提供了完备的理论支撑。

在明确三类器件的基本结构和物理机制后, 下一节将重点讨论其近年来的器件性能、材料体系、阵列化与集成技术以及典型应用进展。为避免与基本原理部分重复, 后文将以性能指标和代表性研究成果为主, 仅在必要时简要说明与性能提升直接相关的物理机制。

2 超导器件在量子传感与探测领域的研究进展

2.1 超导单光子探测器件的研究进展及前沿应用

在现有超导单光子探测技术中, SNSPD 已由单像素探测发展为面向量子通信、弱光成像、光子统计等领域的关键器件。SNSPD 的性能在很大程度上决定了弱光系统所能达到的通信距离、探测速率、系统规模和测量精度, 并已在深空激光通信、量子通信和光量子计算等领域发挥关键作用。如美国国家航空航天局在月地激光通信和深空光通信任务中采用 SNSPD 接收单光子量级的微弱信号; 得

益于其高探测效率 and 低噪声特性, 量子密钥分发距离已由数百公里拓展至千公里量级; “九章”系列光子量子计算原型机则利用 SNSPD 阵列实现高效率多光子探测, 为大规模玻色取样实验提供了关键支撑。

自 2001 年莫斯科师范大学 Gol'tsman 等首次利用 NbN 超导纳米线实现可见光和近红外波段的单光子探测以来^[7], 经过二十余年的发展, SNSPD 已完成从原理性验证到高性能、功能化与系统化应用的跨越。当前, 其前沿研究主要围绕以下 5 个方向展开: 工作波段拓展、综合性能优化、宽线器件、大规模阵列与集成电子学以及提高工作温度。

2.1.1 工作波段拓展

SNSPD 的工作波段正由可见光和近红外向中红外乃至更长波长拓展。中红外覆盖大量分子的特征吸收峰, 在分子指纹识别、痕量气体检测、遥感、系外行星观测以及低能粒子和暗物质探测等方面具有重要价值。随着波长增加, 单个光子的能量降低, 单光子探测难度随之增大。为降低探测阈值, 通常需要采用低能隙超导材料, 并通过调节薄膜组分、正常态电阻率、临界温度、膜厚和线宽等方式, 增强器件对低能光子的响应。2021 年, Verma 等通过调控 WSi 组分降低能隙, 并将纳米线宽度缩小至 50 nm, 实现了 10 μm 级别的单光子响应^[8]; 2023 年 Taylor 等利用富硅 WSi 薄膜制备 80 nm 宽纳米线, 在 250 mK 下实现 10~29 μm 范围内的饱和内探测效率^[9]; 南京大学张蜡宝团队研制的 30 nm 宽 $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$ SNSPD 在 1.55~5.07 μm 范围内实现饱和内探测效率, 其中 5.07 μm 处内探测效率高达 97%^[10]。中国科学院上海微系统与信息技术研究所 (简称中国科学院上海微系统所) 尤立星团队则通过低氮 $\gamma\text{-Nb}_4\text{N}_3$ 薄膜、窄线结构、光学腔设计及 ZBLAN 光纤耦合的系统集成, 极大优化了中长波响应, 并于 2025 年将其用于 3.4 μm 量子关联吸收光谱, 在超低光通量下显著抑制热背景噪声并识别分子振动特征^[11], 展现出其在量子增强光谱和低光损伤分析中的应用潜力。

2.1.2 综合性能优化

SNSPD 的发展正在从追求单项纪录转向发展兼具高效率、低噪声、低抖动和高速响应的综合性能均衡的探测器。不同性能指标之间往往相互制约, 如增大探测面积可以提高光耦合容差, 但会增加纳米线长度和动态电感, 从而延长复位时间; 提高偏置电流有利于获得饱和内量子效率, 却可能增

加暗计数率和锁存风险。因此, 需要从超导材料、器件结构、光学吸收和读出电路等方面开展协同优化。2021 年, Chang 等人通过优化 NbTiN 纳米线尺寸、 SiO_2/Au 光学腔及光纤—器件空气间隙, 在较高温度 (2.7 K)、波长 1 350 nm 条件下实现了约 99.5% 的系统探测效率和 15.1~35.0 ps 的低时间抖动^[12]; 2022 年, 中国科学院上海微系统所尤立星团队采用 He 离子辐照的 NbN 纳米线, 结合 DBR 光学腔和低温放大读出, 在 850 mK、1 550 nm 下实现了 90.5% 系统探测效率、14.7 ps 抖动、低于 50 cps 暗计数、21.2 ns 恢复时间和超过 35 MHz 计数率, 并获得优于 0.5 mm 激光雷达深度分辨率^[13]。随后, Grünenfelder 团队结合 14 像素交错式 NbTiN SNSPD 与 2.5 GHz 时分编码, 实现最高 82% 的系统探测效率、低于 8 ns 恢复时间和 22 ps 时间抖动; 在 320 Mcps 下仍保持 64% 效率和 58 ps 抖动, 使 10.0 km 和 102.4 km 光纤链路的实时安全密钥率分别达到 64 Mbps 和 3.0 Mbps, 推动了高速量子通信的实用化^[14]。

2.1.3 宽线器件

器件线宽正由传统纳米尺度向亚微米和微米尺度拓展, 这为降低器件加工难度、实现晶圆级制造提供了新的技术路径。传统 SNSPD 依赖电子束曝光制备纳米线, 不仅制造成本高、产能受限, 且在大面积器件加工中极易引入线宽波动、边缘粗糙和局部收缩等结构缺陷。2017 年, Vodolazov 提出创新性理论, 指出当偏置电流达到拆对电流 ($I_{\text{depairing}}$) 的约 70% 以上时, 即使线宽达到微米尺度, 光子诱导热点周围的电流拥挤仍足以触发局部超导态失稳^[15]。2018 年, Korneeva 等在 0.53~5.15 μm 宽的 NbN 线中实现了 408~1 550 nm 波段的单光子响应, 实验验证了超导微米线单光子探测器 (superconducting microwire single-photon detector, SMSPD) 的可行性^[16]。在此基础上, SMSPD 进一步向高效率、阵列化和功能化发展。其中, 中国科学院上海微系统所尤立星团队通过氦离子辐照调控 NbN 薄膜性能, 结合分布式布拉格反射镜、1 μm 宽的高填充因子双螺旋结构、并联防门锁电阻以及透镜光纤耦合技术, 在 1 550 nm 波长下实现了超过 90% 的系统探测效率。在 2023—2024 年间, 该团队利用紫外光刻制备出毫米级大光敏面积器件, 并通过优化自由空间耦合和时间响应特性, 成功完成了光子计数飞行时间成像^[17], 为自由空间量子通信、量子成像及其他极弱光应用提供了器件技术基础。

2.1.4 阵列化与低温读出

大规模阵列与低温集成电子学的结合, 正在推动 SNSPD 由单像素器件向系统级量子传感与探测平台发展。量子成像、时间分辨荧光成像、三维激光雷达、高维量子通信和大规模光量子计算等前沿领域, 均需要大量像素协同工作。为降低引线带来的低温热负载, 行列复用、时间复用、公共读出总线和热耦合读出等架构不断发展; 同时, 低温 CMOS、SiGe 放大器及超导数字电路也逐步承担片上偏置、信号放大、时间测量和数字编码等功能。2023 年, 中国科学院上海微系统所尤立星团队采用热耦合行列复用结构, 成功研制出 32×32 像素的 NbN 阵列^[18]; 该器件在 2.3 K 的工作温度下, 像素良率达 94%, 1 550 nm 处最高内探测效率为 77%, 实现了阵列规模、工作温度与紧凑型制冷需求的良好平衡。南京大学赵清源课题组进一步利用正交时间-幅度复用, 仅依赖两条读出线即完成了 32×32 像素的精细寻址, 平均像素判别保真度达 97%, 时间分辨率为 67.3 ps^[19]; 在功能扩展方面, Cheng 等将 100 个 SNSPD 像素沿片上波导进行时空复用部署, 实现了最多 100 个光子的光子数分辨及最高 15 阶光子关联测量^[20]; 随后, Oripov 等通过热耦合总线与时延编码, 将阵列规模突破性地提升至 40 万像素, 实现 $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 空间分辨率和全阵列仅 0.13 cps 的极低暗计数率, 为 SNSPD 向少线读出、大规模集成及多维信息获取提供了技术路径^[21]。

2.1.5 高工作温度

提高工作温度是降低 SNSPD 制冷门槛、推动其工程化应用的重要突破方向。目前, 高性能 SNSPD 主要依赖 NbN、WSi 等低温超导材料, 通常需在 4 K 的温度以下运行, 配套制冷系统功耗高、体积大、维护复杂, 限制了其在星载、机载等轻量化平台中的应用。若工作温度提升至约 40 K 甚至更高, 制冷系统有望由机柜级、大功耗设备转变为更紧凑的桌面级模块。因此, 具有较高临界温度的材料, 如 YBCO ($T_c \approx 90$ K)、 MgB_2 ($T_c \approx 39$ K)、BSCCO ($T_c \approx 88$ K) 和 LSCO ($T_c \approx 40$ K), 已成为高温超导单光子探测领域的研究热点。自 2010 年 MgB_2 纳米线在 3 K 低温下实现单光子响应以来, 高温超导 SNSPD 的研究持续取得突破。2023 年, Charaev 等利用机械剥离的 BSCCO 薄片制备出蜿蜒纳米线, 并在 1 550 nm 通信波段通过光子计数率与入射光功率的线性关系验证了单光子响应, 最高工作温度达到 25 K, 内量子效率约为 1.5%, 为

目前公开报道的高温超导纳米线最高单光子响应温度^[22]; 此外, 该团队还在 $\text{La}_{1.55}\text{Sr}_{0.45}\text{CuO}_4/\text{La}_2\text{CuO}_4$ 界面超导双层膜纳米线中实现了 8 K 下的近红外单光子响应。2024 年, 该团队进一步采用氦离子辐照调控 MgB_2 微米线的超导特性, 使宽度约 $1 \mu\text{m}$ 的蜿蜒微米线在 20 K 的温度时实现 $1.55 \mu\text{m}$ 单光子响应, 估算内量子效率约为 7.6%^[23], 为研制高工作温度、低成本的单光子探测器提供了技术路径。

YBCO 因具有约 90 K 的临界温度、较短的准粒子弛豫时间、较高的临界电流密度, 被认为是实现更高工作温度 SNSPD 的潜在材料。Lombardi 团队已在厚度约 10 nm、具有电流-电压回滞特性的 YBCO 纳米条中观察到随机暗脉冲现象^[24]; Lyatti 团队则在超薄 YBCO 纳米线中揭示了热点与相位滑移共同参与的电压开关过程, 并发现单光子吸收可改变纳米线的相位滑移及其量子态^[25]。近年来, 研究人员还通过高能氧离子辐照、低温刻蚀技术等制备出厚度 < 10 nm、宽度为 $0.1 \sim 5.0 \mu\text{m}$ 、临界电流密度 $> 40 \text{ MA cm}^{-2}$ 的高质量 YBCO 纳米线, 器件的电流-电压曲线呈现明显的电压跳变和回滞特性, 为形成可被外部电路读出的光子诱导热点奠定了必要的物理基础^[26-27]。然而, 在 YBCO 器件中实现具备高可重复性、高稳定度且符合明确光功率标度关系的单光子计数响应, 仍是当前亟待攻克的瓶颈问题。

相较于已能在低温下同时实现高系统探测效率和十余皮秒抖动的 NbN/NbTiN 器件, 现有高温超导纳米线的主要优势是降低制冷需求并提高外场部署潜力。此外, 现有高温超导单光子探测器的最高工作温度仍远低于相关材料约 40~90 K 的本征临界温度, 且探测效率普遍较低。要实现高效率、高工作温度 SNSPD 的实质性突破, 必须攻克一系列跨尺度关键问题, 包括: 高质量超薄薄膜生长、氧含量与界面结构调控、低损伤微纳加工、器件参数均匀性提升, 以及电热反馈与涡旋动力学的综合调控。

总体而言, 基于超导线的单光子探测器正由高性能光子计数器发展为融合光子计数、时间测量、空间成像和光子统计分析的综合量子传感与探测平台。未来仍需在探测效率、暗计数率、时间抖动、计数率、长波响应、光子数分辨能力和阵列规模之间取得更好平衡, 并进一步降低制造和运行成本。其中, 提高工作温度有助于减轻制冷负担, 拓展 SNSPD 在外场探测、空间载荷和规模化量子传感

系统中的应用, 高温超导材料因而具有重要的发展潜力。

2.2 超导量子干涉器件的研究进展及前沿应用

凭借 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级的等效磁场噪声、可逼近量子极限的灵敏度以及从直流到兆赫兹的宽频段响应, SQUID 已成为极弱磁场和磁通探测领域最具代表性的高灵敏传感器之一, 广泛应用于脑磁图、心磁图、极低场核磁共振、地球物理勘探、材料磁成像、海洋弱磁探测及低温探测器阵列读出等领域。在脑科学与临床医学中, 多通道 SQUID 脑磁图系统能够以无创方式探测神经元集群活动产生的微弱磁场, 并同时获得毫秒量级的时间分辨率和较高的空间定位能力; 在天文学与空间科学中, SQUID 可作为超导转变边缘探测器等低温探测器的前端低噪声读出器件, 相关系统已应用于宇宙微波背景辐射观测、X 射线天文和远红外天文探测。目前, SQUID 技术主要沿低噪声低温器件、新型高温超导器件、纳米尺度磁成像、大规模低温复用读出以及复杂环境下的便携化应用等方向发展。

2.2.1 低温超导 SQUID

低温超导 SQUID (low temperature superconducting SQUID, LTS-SQUID) 技术发展较为成熟, 通常以 Nb 为基础材料, 常采用 Nb/Al-AlO_x/Nb 超导体-绝缘体-超导体结, 或 Nb/Nb_xSi_{1-x}/Nb 等弱连接结构, 一般工作于 4.2 K 或更低温度^[6]。通过优化约瑟夫森结参数、SQUID 环路电感、磁通耦合效率及读出电路, 先进低温超导 SQUID 磁力仪的等效磁场噪声可达到 $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级, 而器件的本征白磁通噪声通常以 $n\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ 或 $\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ 表征。2018 年, Cao 等通过调控 Nb_xSi_{1-x} 势垒层中 Nb 的组分及薄膜厚度, 制备了基于 Nb/Nb_xSi_{1-x}/Nb 结的 SQUID, 在 4.2 K 的温度下其高频磁通噪声达到数百 $n\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级^[28]。除传统 Nb 基材料外, 新型二维超导材料也为 SQUID 器件提供了可调控的研究平台。2022 年, Portolés 等在平均扭转角为 $0.95^\circ \pm 0.04^\circ$ 的魔角扭曲双层石墨烯中构筑了单片 SQUID, 在约 50 mK 下观测到临界电流随磁通的周期振荡, 并实现了结电流-相位关系的直接测量^[29]。在大规模天文探测和基础物理实验中, 低温超导 SQUID 还承担着低温前端放大和信号转换功能。随着天文焦平面阵列逐步扩展至数万乃至十万像素, 若为每个探测单元配置独立的低温引线 and 室温读出通道, 将带来难以承受的热负载、布线空间和系统复杂度。SQUID

可将器件产生的微弱电流变化在低温端转换并放大, 再传输至后续室温电子学系统, 从而降低传输噪声并支持多路复用。在暗物质轴子等基础物理实验中, 基于 SQUID 及其阵列的约瑟夫森参量放大器可对微波谐振腔中的极弱信号进行近量子极限放大, 为搜寻微弱微波信号提供关键的低噪声读出能力^[30]。

2.2.2 高温超导 SQUID

随着高温超导材料的发展, SQUID 的工作温度已由传统液氮温区拓展至液氮温区。高温超导 SQUID (high temperature superconducting SQUID, HTS-SQUID) 可在液氮温区 77 K 附近工作, 能够显著降低制冷系统的复杂度、运行成本和维护要求, 因而在便携式弱磁测量、临床生物磁检测和野外地球物理勘探中具有较大应用潜力。目前, YBCO 是高温超导 SQUID 最常用的材料之一, 器件通常采用双晶晶界结、台阶边缘结、离子辐照结或纳米桥弱连接, 通过优化结参数、磁通变压器、器件封装及低噪声读出系统, 在 77 K 温度下工作的 YBCO 磁力仪可实现约 $10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级的等效磁场噪声。与低温超导 SQUID 相比, 高温超导 SQUID 面临更强的热涨落以及更明显的材料和工艺非均匀性。因此, 提高稳定性并抑制噪声, 是高温超导 SQUID 持续发展的关键。2021 年, Tralbaldo 等将氧空位电迁移技术应用于 YBCO 纳米线 SQUID 中, 通过直、交流电迁移调节弱连接区域的微分电阻和临界电流, 大约在 200 mbar 与 80 K 的条件下使器件的电压调制深度提高约 8 倍^[31]。高温超导 SQUID 虽然具有高于低温超导 SQUID 的本征噪声, 但其传感器与被测对象之间的距离可以显著缩短, 从而提高实际信号耦合强度。如在脑磁图应用中, 传统低温超导 SQUID 通常需通过较厚的低温绝热层与头皮隔开, 而液氮制冷的高温超导 SQUID 可以更接近头皮放置。2013 年, Schneiderman 小组使用工作温度为 77 K, 白噪声水平较高的 $50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 级高温超导 SQUID 与低温超导 SQUID 进行模拟对比, 理论表明得益于更小的传感器-信号源间距, 高温超导 SQUID 比传统低温超导 SQUID 系统多提取至少 40% 的脑磁信息^[32]。此外, 高温超导 SQUID 已用于矿产资源勘查、瞬变电磁测量、无损检测和野外地磁监测。如国内研究团队已将高温超导 SQUID 应用于金矿区深部含矿地层及控矿构造探测, 验证了其在复杂地质环境下获取弱电磁异常信号的能力^[33]。

2.2.3 nanoSQUID

传统 SQUID 的感应环路通常处于微米至毫米尺度,其空间分辨率受到环路有效尺寸以及探针与样品间距的共同限制,难以实现对单个磁性纳米颗粒、局域电流分布或微弱自旋磁矩的高效耦合。纳米 SQUID (nanoSQUID) 通过将有效环径缩小至百纳米甚至数十纳米,可以显著提高耦合效率和空间分辨能力,为纳米磁性、低维量子材料和介观超导研究提供了重要工具。2013 年, Eli Zeldov 团队在拉制石英毛细管尖端采用自对准沉积工艺制备了针尖 SQUID (SQUID-on-tip, SOT), 在极细的针尖末端沉积 Pb 和 Nb 超导薄膜, 将有效环径缩小至 46 nm, 获得约 $50 \text{ n}\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ 的磁通噪声和 $0.38 \text{ }\mu\text{B}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的自旋灵敏度, 达到单电子自旋磁矩探测量级^[34]。SOT 位于尖锐探针顶端, 可将 SQUID 环与样品之间的距离缩短至数纳米, 从而兼具高磁场灵敏度和高空间分辨能力。该器件实现了对间距约 120 nm 的超导涡旋的分辨, 并可用于局域磁场、微观电流及磁性纹理成像。2016 年, Halbertal 等进一步利用 SOT 扫描探测技术研究石墨烯器件中的局域耗散过程, 实现了纳米尺度热成像^[35]。高温超导 nanoSQUID 可以在较高工作温度下兼顾纳米尺度空间分辨率, 但其发展受到高温超导材料加工易损伤、短相干长度以及强热涨落的限制。2014 年, Arpaia 等在 MgO 衬底上制备约 50 nm 厚的 YBCO 薄膜, 并采用低损伤 Ar^+ 离子刻蚀形成横截面约 $50 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ 的 Dayem 纳米桥, 获得了在较宽温度范围内具有完整磁通调制特性的高温超导 nanoSQUID^[36]。2016 年, Arzeo 等进一步将 YBCO nanoSQUID 与大面积接收线圈耦合, 获得低于 $1 \text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ 的白磁通噪声, 有望兼顾纳米尺度局域探测和较大范围的磁通收集能力^[37]。

2.2.4 阵列化与复杂环境工程化

近年来, 随着低温多通道读出电子学的发展, SQUID 已成为大规模低温探测阵列的核心器件。在宇宙微波背景辐射、X 射线天文以及远红外天文探测中, 基于 SQUID 的读出系统已由单通道向数万通道规模扩展。随着探测器阵列规模的不断扩大, 传统单探测器对应独立读出线路的方案面临严重挑战, 大量低温引线不仅增加了系统结构复杂度, 也引入了不可忽略的热负载, 限制了低温平台的制冷能力和系统集成密度。目前, 主流 SQUID 多路复用技术主要包括时分复用

(time-division multiplexing, TDM)、频分复用 (frequency-division multiplexing, FDM) 以及微波 SQUID 多路复用 (microwave SQUID multiplexing, μMUX) 等。其中, TDM 通过选通多个 SQUID 或探测器通道, 使多个探测单元共享后端放大链路; FDM 利用不同频率的交流载波对多个探测信号进行编码, 并在同一传输链路中实现并行读出; μMUX 则通常将非耗散射频 SQUID 分别耦合至具有不同共振频率的高品质因数微波谐振器, 再通过一根公共微波馈线同时读取多个谐振器的频率或相位响应。结合磁通斜坡调制和宽带数字电子学, μMUX 可在单根同轴传输线上读取数百至数千个探测通道, 具有较高的复用潜力。在 SQUID 阵列放大方面, Welty 等于 1991 年报道了由多达 100 个直流 Nb/ AlO_x /Nb 结 SQUID 组成的串联阵列放大器, 实现了约 175 MHz 的工作带宽, 为宽带低噪声读出提供了重要基础^[38]。微波 SQUID 复用器的基本架构由 Irwin 和 Lehnert 于 2004 年提出, 随后逐步发展为适用于千像素级低温探测阵列的 μMUX 技术^[39]。2022 年, 中国科学院上海微系统所研制了用于读出的 16 单元串联 SQUID 阵列, 在 0.1 K 下获得低至 $0.28 \text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ 的白磁通噪声^[40]。

复杂电磁环境下的稳定运行与便携化部署, 是推动 SQUID 由实验室走向工程化应用的重要方向。高灵敏 SQUID 容易受到地磁场、交通、电网及机械振动等环境噪声影响, 强烈的磁通变化还可能使磁通锁定环失锁。因此, 传统极弱磁测量通常依赖体积较大且成本较高的多层磁屏蔽系统。为提高 SQUID 在普通诊室、野外、车载或机载环境中的工作稳定性, 高阶轴向或平面梯度计、多轴参考磁力计、主动磁场补偿、自适应数字滤波以及高压摆率数字磁通锁定环等技术得到了快速发展, 可提高抗干扰能力。1999 年, Krause 等人使用 3 个分别沿 x 、 y 和 z 方向布置的参考磁力计 SQUID 与 1 个沿着 z 方向的感应 SQUID, 通过调整 3 个参考磁力计的读数权重, 可以实现无屏蔽环境下高达 4 000 的共模抑制比^[41]。在此基础上, 将感知 SQUID 与多轴矢量参考传感器、自适应滤波和主动补偿线圈结合, 系统共模抑制比可进一步提高至 10^4 量级^[42]。上述技术显著增强了 SQUID 对复杂背景场和快速磁场变化的耐受能力, 为其在心磁诊断、航磁与海洋弱磁探测、矿产资源勘查、无损检测和野外地磁监测等场景中的应用奠定了基础。

总体而言, SQUID 技术正由单一高灵敏磁通

传感器向多材料体系、多尺度器件和大规模低温读出系统演进。低温超导 SQUID 在本征噪声和成熟工艺方面具有优势, 高温超导 SQUID 有利于降低制冷成本并增强信号耦合, nanoSQUID 推动磁成像进入纳米尺度, 而复用架构则为大规模低温探测阵列提供了关键读出能力。未来仍需围绕高温弱连接结的一致性、低频噪声抑制、复杂环境抗干扰、大规模复用带宽及制冷系统小型化等方向开展研究, 以进一步推动 SQUID 在量子传感、天文探测、生物医学和地球物理等领域的工程化应用。

2.3 超导二极管器件的研究进展及前沿应用

超导二极管与 SNSPD、SQUID 的功能定位不同, 它目前并非成熟的直接弱光或弱磁探测器, 而是面向低温信号整流、方向选择、逻辑和射频-直流转换的非互易功能单元。其对量子传感与探测的意义在于, 有望在低温端完成部分信号调制, 减少往返室温电子学的连线、热负载与反馈噪声。

近年来, 超导二极管研究已从现象验证逐步过渡到机理深化与多体探索阶段, 并实现工作温度从低温向高温的拓展。该领域发展呈现 3 条并行路径。1) 基于拓扑绝缘体、转角石墨烯、高温铜基超导体等量子材料的微观本征机制。实验发现的磁手征各向异性和有限动量库珀配对等效应, 不仅揭示了非常规超导配对对称性与手性超导序的物理本质, 也显著提升了二极管的工作温度与整流效率。2) 基于常规超导体的介观外禀机制。通过微纳加工设计非对称几何结构或引入磁有序层, 实现了高效且可控的涡旋型二极管, 并成功集成出全波桥式整流器等复杂电路, 奠定了工程化应用的基础。3) 基于约瑟夫森结的界面调控机制。凭借电流-相位关系的可调谐性, 该机制为构建可编程、可重构的超导逻辑器件开辟了关键路径。

2.3.1 本征非互易超导二极管

近年来, 随着低维非中心对称超导体、人工超晶格、范德华异质结等材料体系的研究取得进展, 基于磁手征各向异性与有限动量库珀配对两大本征微观物理机制的超导二极管效应, 已实现理论模型与系统性实验验证。

磁手征各向异性机制主要源于非中心对称材料的自旋轨道耦合与外场协同对称性破缺, 输运特性表现为临界电流对磁场的奇对称响应。2020 年, Ando 等人利用 $[\text{Nb}/\text{V}/\text{Ta}]_n$ 非中心对称超晶格薄膜首次观测到本征超导二极管效应, 验证该路径的有效

性^[43]。随后, 研究人员分别在少层 NbSe_2 和 Nb/EuS 超导/铁磁双层结构中实现二极管效应^[44-45]。相比之下, 有限动量库珀配对机制的物理核心在于库珀对非零质心动量导致超流色散不对称。该机制在约瑟夫森结与应变调控体系中得到验证^[46]。此外, 转角范德华异质结的出现进一步拓展了该机制的适用范围。2022 年 Lin 等人利用小扭转角三层石墨烯/ WSe_2 异质结构的内禀谷极化形成有限动量配对^[47], 在零外场条件下实现了 20%~30% 的整流效率。

2.3.2 结构调控超导二极管

几何结构不对称型超导二极管效应利用介观尺度的涡旋动力学实现非互易输运, 凭借其与传统超导微纳工艺的高度兼容性, 成为当前超导电子学中最具实用前景的技术方案之一。该类二极管的研究经历了从被动利用边缘效应到主动设计纳米结构的演进。Hou 等人精准分离面内场与面外场的独立作用, 明确了由迈斯纳屏蔽电流驱动的边缘不对称涡旋势垒机制^[48]。为突破天然边缘缺陷局限, Lyu 等人在 MoGe 超导薄膜上共形映射纳米孔阵列作为有序磁通钉扎中心^[49], 实现了对涡旋输运的主动调控。在电路集成方面, Castellani 等人基于 NbN 微桥开发的可调极性超导二极管^[50], 成功构筑超导全波桥式整流电路。这一进展表明几何型超导二极管在大规模集成及高频射频处理方面的技术潜力。尽管该路线具有结构灵活与可规模化集成的优势, 但目前仍面临高频响应性能不足、工作温度受限以及对磁性层依赖等关键瓶颈。未来的研究将聚焦于吉赫兹高频器件开发、无磁纯几何零场器件设计与大规模阵列的一致性提升, 旨在将其拓展至更广泛的量子电路供电与宽带射频信号处理领域。

2.3.3 约瑟夫森超导二极管

区别于材料的量子机制与介观几何机制, 约瑟夫森二极管效应的优势在于高度可控性与功能可重构性。该机制依托结区界面、电极与势垒的不对称特性破缺空间反演对称性, 结合外场或内禀有序态破缺时间反演对称性, 通过畸变的非正弦电流-相位关系产生非互易隧穿输运。该体系支持栅压、磁场、微波辐照、界面扭转等多维度调控, 是构筑可编程超导逻辑、量子功能器件的核心方案。理论层面, Hu 等人 2007 年提出其核心在于界面绝缘层内的掺杂差异引发的隧穿电流非对称性^[51]。实验验证方面, Baumgartner 等人 2021 年通过正交电场与磁场协同破缺对称性^[52], 在 Al/InAs 约瑟夫森结阵列实现超流整流。为进一步拓展调控维度, Li 等

人2024年利用 $\text{Ta}_2\text{Pd}_3\text{Te}_5$ 拓扑绝缘体边缘超电流构筑非对称干涉环路实现73%的整流效率^[53]。在栅极调控维度上,Nikodem等人利用 BiSbTeSe_2 拓扑纳米线SQUID^[54],通过栅压诱导界面不对称,实现整流极性可逆切换。Valentini等人2024年开发与硅工艺兼容的平面锗SQUID体系^[55],通过调节磁通和微波驱动,使超导二极管效率接近100%。

针对常规超导二极管器件对低温和外加磁场的依赖,近期研究在高温超导与零场工作条件上取得显著突破。Ghosh等人2024年基于扭转BSCCO高温超导本征结^[56],利用涡旋与约瑟夫森隧穿协同作用,将工作温度提升至77 K液氮温区,20 K下整流不对称度可达60%。Yang等人2025年构筑 NiI_2 多铁性约瑟夫森结^[57],依托材料内禀螺旋磁序与铁电性自发破缺双重对称性,实现零场高效二极管。Qi等人2025年利用BSCCO薄片器件^[58],在零磁场条件下实现了工作温度高达72 K、效率达22%的SDE。

2.3.4 多功能系统集成

随着研究的深入,超导二极管研究已由单一整流功能拓展为逻辑运算、量子供能、非易失存储等多功能量子器件方向。在超导逻辑应用方面,Hu等人2025年基于 $\text{NbSe}_2/\text{FGT}/\text{NbSe}_2$ 范德华铁磁结^[59],通过铁磁层厚度调控实现零场极性可逆(最高效率34.1%),并搭建超导XOR逻辑门,证实其可作为超低功耗超导计算的基础功能单元。在量子化器件领域,Wang等人2025年在扭转高温超导体系中^[60],通过电流训练诱导自发非互易序,结合微波调控实现近100%效率的量子化二极管效应,可生成抗噪声干扰的量子化直流电压。Lou等人2026年在 CsV_3Sb_5 笼目超导本征约瑟夫森结中实现量子化射频整流^[61],无直流偏置下可产生频率线性关联的量子化直流电压,为低温无线量子供能、量子电压基准器件提供了全新方案。

尽管应用前景广阔,当前领域仍面临若干制约超导二极管实用化的关键瓶颈:1)零场超导二极管的自发时间反演对称破缺微观机理尚未完全统一;2)器件高频响应性能难以满足太赫兹场景的要求;3)集成器件的一致性及与现有超导电路兼容性仍需要优化。未来研究将聚焦以下核心方向:厘清零场超导二极管效应的微观机制、突破吉赫兹至太赫兹波段的高频器件开发、挖掘非常规超导体系量子化效应,以及攻关大规模功能阵列的集成技术。这些突破将进一步释放超导二极管效应在超低

功耗计算、量子电路供能及宽带射频处理领域的应用潜能。

3 总结与展望

超导体具有能隙小、宏观量子相干性强以及对光、热、磁和粒子扰动高度敏感等特点,为极弱信号探测与量子传感提供了独特的物理基础。本文从超导能隙与准粒子激发、磁通量子化、约瑟夫森效应和非互易超流输运等基本物理机制出发,系统梳理了超导纳米线单光子探测器、超导量子干涉器件和超导二极管三类代表性器件的工作原理、关键进展及前沿应用。总体来看,SNSPD主要通过光子吸收引起的超导态局部破缺实现单光子和微弱光信号探测,其核心指标包括系统探测效率、暗计数率、时间抖动及计数率,主要材料为NbN、NbTiN、WSi、MoSi、 MgB_2 及高温超导材料;SQUID利用磁通量子化和约瑟夫森干涉实现极弱磁通、磁场和电流测量,并可作为低温探测器阵列的低噪声读出单元,其主要指标包括磁通噪声、磁场噪声、能量灵敏度、带宽和动态范围,主要材料为Nb、Al、NbN、 MgB_2 和YBCO等;超导二极管则利用方向相关的临界电流和非互易输运实现整流、隔离及信号方向选择,其性能主要通过临界电流非互易度、二极管效率、整流比及零场工作能力进行评价,结构为常规超导薄膜、约瑟夫森结、非中心对称超导体、范德华超导体及超导异质结等。三者的成熟度和系统角色不同,但共同趋势是由单器件性能优化走向高温化、阵列化、复用读出和异构集成。未来的发展需要同时考察器件性能与系统可用性。

低温环境能够有效抑制热涨落和背景噪声,是超导器件实现高灵敏度运行的必要条件,但也增加了系统的体积、功耗、成本和维护难度。LTS器件的优势是高灵敏度、低噪声和成熟工艺,瓶颈是制冷与热负载;HTS器件的优势是工作温度更高、制冷需求较低,并可在应用中缩短信号源—传感器距离,瓶颈则是探测效率、噪声水平、薄膜和弱连接均匀性以及微纳加工难度。因此,未来不仅需要发展小型化和低功耗的循环制冷技术,还需要通过材料与器件协同设计提高工作温度。对于SNSPD,应在提高工作温度的同时兼顾探测效率、暗计数率和时间抖动;对于SQUID,需要进一步改善高温超导弱连接器件的一致性和稳定性,抑制噪声;对于高温超导二极管,则需要提高整流效率、工作稳定性和器件重复性。

阵列化并不提高单个器件的本征灵敏度,但能够显著扩大有效探测面积、空间覆盖范围和信息吞吐量,并赋予系统成像、定位和多通道并行探测能力。SNSPD 阵列可用于光成像、光子数分辨和大规模光量子信息处理;SQUID 阵列能够提高生物磁场和地球物理磁场的空间采样能力,并为大规模低温探测器阵列提供低噪声读出;超导二极管阵列则有望实现低温信号整流、路由及逻辑功能。然而,随着阵列规模扩大,器件一致性、制备良率、通道串扰、读出带宽、低温布线和热负载等问题将更加突出。未来需进一步发展高均匀性薄膜与晶圆级微纳加工技术,并优化复用读出架构;在减少低温引线数量和制冷负担的同时,实现高带宽、低噪声和高动态范围读出,是超导探测阵列走向大规模工程应用的关键。

未来超导量子传感系统的发展将不再局限于单一器件或单一物理量的测量,而是逐步走向传感、读出、调控和信号处理功能的协同集成。SNSPD 可与光纤、光学谐振腔、片上波导及低温电子学集成,实现光子的高效耦合、探测和编码;SQUID 既可作为高灵敏磁通传感器,也可作为 TES 等低温探测器的前端放大和复用读出单元,并与梯度计、参考传感器及主动磁场补偿系统结合,提高复杂环境中的抗干扰能力;超导二极管则有望作为低温非互易功能单元,为片上整流、信号路由、逻辑运算和量子电路接口提供新的实现方式。通过多类超导器件与光子芯片、低温 CMOS、微波电路和先进封装技术的异构集成,有望构建兼具多物理量感知、低噪声读出和片上信号处理能力的综合量子传感平台。

器件性能只有在低温平台、读出链路和封装共同工作时才能转化为系统性能。首先,制冷机的基温、冷量、降温时间、温度波动和机械振动会影响临界电流、时间基准和低频噪声;线缆、光纤、窗口、放大器及支撑结构形成的总热负载还决定可扩展通道数。脉冲管等无液氦制冷方案应配合热锚、减振、磁屏蔽和电磁兼容设计,并针对移动、机载或空间平台评估姿态变化、辐照和冲击。其次,复用读出会在通道数、带宽、动态范围、功耗和串扰之间引入系统权衡。前端放大器噪声、时钟同步、阻抗匹配均可能削弱器件本征优势。封装还需同时满足低热阻或受控热阻、光纤/波导对准、磁通耦合、射频密封、热收缩匹配和可重复电连接。最后,工程化评价应由峰值纪录转向可复现的系统指

标,同时权衡通道良率、长期偏置漂移、复位能力、输入功率、体积、质量和维护成本等因素,并经过反复热循环、长时间偏置和故障像素隔离等验证。

综上,超导量子传感与探测技术正在由基础物理机制研究和单器件性能提升,逐步迈向高温运行、规模化阵列和系统级集成。其进一步发展仍依赖高质量超导薄膜、微纳加工一致性、低温制冷、复用读出和系统封装等多方面技术的协同突破。随着高温超导材料和低温集成电子学的持续进步,超导器件有望在量子通信、天文观测、生物医学、海洋探测、资源勘探、国家安全和基础物理研究等领域发挥更加重要的作用。

参考文献

- [1] Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H. Superconducting nanowire single-photon detectors: Physics and applications[J]. *Superconductor Science and Technology*, 2012, 25(6): 063001.
- [2] Clarke J, Goubau W M, Ketchen M B. Tunnel junction dc SQUID: Fabrication, operation, and performance[J]. *Journal of Low Temperature Physics*, 1976, 25(1/2): 99-144.
- [3] Gallop J C, Petley B W. SQUIDS and their applications[J]. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 1976, 9(6): 417-429.
- [4] Nepali S K Y, Dhobi S H, Chimouriya S P, et al. Exploring the behavior of superconductors and Josephson junctions: Temperature and current effects by RCSJ model[J]. *BIBECHANA*, 2026, 23(2): 9-16.
- [5] Müller B, Karrer M, Limberger F, et al. Josephson junctions and SQUIDS created by focused helium-ion-beam irradiation of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(4): 044082.
- [6] 郑东宁. 超导量子干涉器件[J]. *物理学报*, 2021, 70(1): 018502.
Zheng Dongning. Superconducting quantum interference devices[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70(1): 018502. (in Chinese)
- [7] Gol'tsman G N, Okunev O, Chulkova G, et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, 79(6): 705-707.
- [8] Verma V B, Korzh B, Walter A B, et al. Single-photon detection in the mid-infrared up to 10 μm wavelength using tungsten silicide superconducting nanowire detectors[J]. *APL Photonics*, 2021, 6(5): 056101.
- [9] Taylor G G, Walter A B, Korzh B, et al. Low-noise single-photon counting superconducting nanowire detectors at infrared wavelengths up to 29 μm [J]. *Optica*, 2023, 10(12): 1672-1678.
- [10] Chen Qi, Ge Rui, Zhang Labao, et al. Mid-infrared single photon detector with superconductor $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$ nanowire [J]. *Science Bulletin*, 2021, 66(10): 965-968.

- [11] Zheng Xiaoqing, Zhou Hui, Chen Ying, et al. Quantum-correlated mid-infrared absorption spectroscopy with superconducting nanowire single-photon detectors[J]. Optics Express, 2025, 33(22): 47013-47026.
- [12] Chang J, Los J W N, Tenorio-Pearl J O, et al. Detecting telecom single photons with $(99.5^{+0.5}_{-2.07})\%$ system detection efficiency and high time resolution[J]. APL Photonics, 2021, 6(3): 036114.
- [13] Zhang Xingyu, Zhang Weijun, Zhou Hui, et al. NbN superconducting nanowire single-photon detector with 90.5% saturated system detection efficiency and 14.7 ps system jitter at 1550 nm wavelength[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2022, 28(5): 3803708.
- [14] Grünfelder F, Boaron A, Resta G V, et al. Fast single-photon detectors and real-time key distillation enable high secret-key-rate quantum key distribution systems[J]. Nature Photonics, 2023, 17(5): 422-426.
- [15] Vodolazov D Y. Single-photon detection by a dirty current-carrying superconducting strip based on the kinetic-equation approach[J]. Physical Review Applied, 2017, 7(3): 034014.
- [16] Korneeva Y P, Vodolazov D Y, Semenov A V, et al. Optical single-photon detection in micrometer-Scale NbN bridges[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(6): 064037.
- [17] Wang Yuze, Zhang Weijun, Zhang Xingyu, et al. Free-space coupled, large-active-area superconducting microstrip single-photon detector for photon-counting time-of-flight imaging[J]. Applied Optics, 2024, 63(12): 3130-3137.
- [18] Zhang Tianzhu, Xiao You, Yu Huiqin, et al. 32×32 NbN SNSPD array based on thermally coupled row-column multiplexing architecture[J]. Superconductivity, 2023, 7: 100056.
- [19] Kong Lingdong, Wang Hui, Zhao Qingyuan, et al. Readout-efficient superconducting nanowire single-photon imager with orthogonal time-amplitude multiplexing by hotspot quantization[J]. Nature Photonics, 2023, 17(1): 65-72.
- [20] Cheng Risheng, Zhou Yiyu, Wang Sihao, et al. A 100-pixel photon-number-resolving detector unveiling photon statistics[J]. Nature Photonics, 2023, 17(1): 112-119.
- [21] Oripov B G, Rampini D S, Allmaras J, et al. A superconducting nanowire single-photon camera with 400,000 pixels[J]. Nature, 2023, 622(7984): 730-734.
- [22] Charaev I, Bandurin D A, Bollinger A T, et al. Single-photon detection using high-temperature superconductors[J]. Nature Nanotechnology, 2023, 18(4): 343-349.
- [23] Charaev I, Batson E K, Cherednichenko S, et al. Single-photon detection using large-scale high-temperature MgB₂ sensors at 20 K[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 3973.
- [24] Ejmaes M, Parlato L, Arpaia R, et al. Observation of dark pulses in 10 nm thick YBCO nanostrips presenting hysteretic current voltage characteristics[J]. Superconductor Science and Technology, 2017, 30(12): 12LT02.
- [25] Lyatti M, Wolff M A, Gundareva I, et al. Energy-level quantization and single-photon control of phase slips in YBa₂Cu₃O_{7-x} nanowires[J]. Nature Communications, 2020, 11(1): 763.
- [26] Ma Huiqin, Wang Hanbin, Wang Yang, et al. Minimal damage and tunable fabrication of atomic-scale ultrathin YBa₂Cu₃O_{7-δ} nanowires with high uniformity[J]. Small Structures, 2025, 6(5): 2400661.
- [27] Amari P, Kozlov S, Recoba-Pawlowski E, et al. Scalable nanofabrication of high-quality YBa₂Cu₃O_{7-δ} nanowires for single-photon detectors[J]. Physical Review Applied, 2023, 20(4): 044025.
- [28] Cao Wenhui, Chen Hua, Liang Tiantian, et al. Fabrication and characterization of SQUIDS With Nb/Nb_xSi_{1-x}/Nb junctions[J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2018, 28(7): 1602204.
- [29] Portolés E, Iwakiri S, Zheng G, et al. A tunable monolithic SQUID in twisted bilayer graphene[J]. Nature Nanotechnology, 2022, 17(11): 1159-1164.
- [30] Zhou Zhengrong, Zhang Hongwei, Huang Rongjin, et al. Advancements in research and current applications of “quantum sensor: Superconducting quantum interference device”[J]. The European Physical Journal Special Topics, 2026, 234(30): 9985-10013.
- [31] Trabaldo E, Garibaldi A, Lombardi F, et al. Electromigration tuning of the voltage modulation depth in YBa₂Cu₃O_{7-δ} nanowire-based SQUIDS[J]. Superconductor Science and Technology, 2021, 34(10): 104001.
- [32] Schneiderman J F. Information content with low- vs. high- T_C SQUID arrays in MEG recordings: The case for high- T_C SQUID-based MEG[J]. Journal of Neuroscience Methods, 2014, 222: 42-46.
- [33] Wu Junjie, Zhi Qingquan, Wang Xingchun, et al. Fixed-loop TEM surveying using the SQUID magnetometer for deep mineral exploration in a conductive area[J]. Journal of Geophysics and Engineering, 2022, 19(6): 1300-1307.
- [34] Vasyukov D, Anahory Y, Embon L, et al. A scanning superconducting quantum interference device with single electron spin sensitivity[J]. Nature Nanotechnology, 2013, 8(9): 639-644.
- [35] Halbertal D, Cuppens J, Shalom M B, et al. Nanoscale thermal imaging of dissipation in quantum systems[J]. Nature, 2016, 539(7629): 407-410.
- [36] Arpaia R, Arzeo M, Nawaz S, et al. Ultra low noise YBa₂Cu₃O_{7-δ} nano superconducting quantum interference devices implementing nanowires[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(7): 072603.
- [37] Arzeo M, Arpaia R, Baghdadi R, et al. Toward ultra high magnetic field sensitivity YBa₂Cu₃O_{7-δ} nanowire based superconducting quantum interference devices[J]. Journal of Applied Physics, 2016, 119(17): 174501.
- [38] Welty R P, Martinis J M. A series array of DC SQUIDS[J]. IEEE Transactions on Magnetism, 1991, 27(2): 2924-2926.
- [39] Mates J A B, Hilton G C, Irwin K D, et al. Demonstration of a multiplexer of dissipationless superconducting quantum interference devices[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(2): 023514.
- [40] Wu Wentao, Lin Zhirong, Ni Zhi, et al. Development of series SQUID array with on-chip filter for TES detector[J].

- Chinese Physics B, 2022, 31(2): 028504.
- [41] He D F, Krause H J, Zhang Y, et al. HTS SQUID magnetometer with SQUID vector reference for operation in unshielded environment[J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 1999, 9(2): 3684-3687.
- [42] Fagaly R L, Krause H J, Mück M, et al. Superconducting quantum interference (SQUIDS)[M]//Seidel P. Applied superconductivity: Handbook on devices and applications. Weinheim: Wiley-VCH, 2015: 949-1110.
- [43] Ando F, Miyasaka Y, Li Tian, et al. Observation of superconducting diode effect[J]. Nature, 2020, 584(7821): 373-376.
- [44] Bauriedl L, Bäuml C, Fuchs L, et al. Supercurrent diode effect and magnetochiral anisotropy in few-layer NbSe₂[J]. Nature Communications, 2022, 13(1): 4266.
- [45] Gutfreund A, Matsuki H, Plastovets V, et al. Direct observation of a superconducting vortex diode[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 1630.
- [46] Pal B, Chakraborty A, Sivakumar P K, et al. Josephson diode effect from Cooper pair momentum in a topological semimetal[J]. Nature Physics, 2022, 18(10): 1228-1233.
- [47] Lin Jiangxiazhi, Siriviboon P, Scammell H D, et al. Zero-field superconducting diode effect in small-twist-angle trilayer graphene[J]. Nature Physics, 2022, 18(10): 1221-1227.
- [48] Hou Yasen, Nichele F, Chi Hang, et al. Ubiquitous superconducting diode effect in superconductor thin films[J]. Physical Review Letters, 2023, 131(2): 027001.
- [49] Lyu Yangyang, Jiang Ji, Wang Yonglei, et al. Superconducting diode effect via conformal-mapped nanoholes[J]. Nature Communications, 2021, 12(1): 2703.
- [50] Castellani M, Medeiros O, Buzzi A, et al. A superconducting full-wave bridge rectifier[J]. Nature Electronics, 2025, 8(5): 417-425.
- [51] Hu Jiangping, Wu Congjun, Dai Xi. Proposed design of a Josephson diode[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(6): 067004.
- [52] Baumgartner C, Fuchs L, Costa A, et al. Supercurrent rectification and magnetochiral effects in symmetric Josephson junctions[J]. Nature Nanotechnology, 2022, 17: 39-44.
- [53] Li Yupeng, Yan Dayu, Hong Yu, et al. Interfering Josephson diode effect in Ta₂Pd₃Te₅ asymmetric edge interferometer[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 9031.
- [54] Nikodem E, Schluck J, Geier M, et al. Tunable superconducting diode effect in a topological nano-SQUID[J]. Science Advances, 2025, 11(38): eadw4898.
- [55] Valentini M, Sagi O, Baghumyan L, et al. Parity-conserving Cooper-pair transport and ideal superconducting diode in planar germanium[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 169.
- [56] Ghosh S, Patil V, Basu A, et al. High-temperature Josephson diode[J]. Nature Materials, 2024, 23(5): 612-618.
- [57] Yang H Y, Cuzzo J J, Bokka A J, et al. Field-resilient supercurrent diode in a multiferroic Josephson junction[J]. Nature Communications, 2025, 16(1): 9287.
- [58] Qi Shichao, Ge Jun, Ji Chengcheng, et al. High-temperature field-free superconducting diode effect in high- T_c cuprates[J]. Nature Communications, 2025, 16(1): 531.
- [59] Hu Guojing, Han Yechao, Guo Hui, et al. Polarity-reversible zero-field diode effect in van der Waals ferromagnetic Josephson junction for logic operation[J]. Advanced Materials, 2026, 38(9): e13434.
- [60] Wang Heng, Zhu Yuying, Bai Zhonghua, et al. Quantum superconducting diode effect with perfect efficiency above liquid-nitrogen temperature[J]. Nature Physics, 2026, 22(1): 47-53.
- [61] Lou Hanxin, Chen Jingjing, Ye Xingguo, et al. Quantized radio-frequency rectification in a Kagome superconductor Josephson diode[J]. Nature Nanotechnology, 2026, 21(4): 554-560.

责任编辑 张 莉