



超导纳米线单光子探测器光子响应机制研究进展

张彪 陈奇 管焰秋 靳飞飞 王昊 张蜡宝 涂学凑 赵清源 贾小氢 康琳 陈健 吴培亨

Research progress of photon response mechanism of superconducting nanowire single photon detector

Zhang Biao Chen Qi Guan Yan-Qiu Jin Fei-Fei Wang Hao Zhang La-Bao Tu Xue-Cou Zhao Qing-Yuan Jia Xiao-Qing Kang Lin Chen Jian Wu Pei-Heng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 198501 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210652

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210652>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于超导纳米线单光子探测器深空激光通信模型及误码率研究

Model of bit error rate for laser communication based on superconducting nanowire single photon detector

物理学报. 2017, 66(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.198501>

高效、偏振不敏感超导纳米线单光子探测器

High-efficiency polarization-insensitive superconducting nanowire single photon detector

物理学报. 2021, 70(18): 188501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210486>

超导动态电感单光子探测器的噪声处理

Noise processing of superconducting kinetic inductance single photon detector

物理学报. 2021, 70(14): 140703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210185>

半导体上转换单光子探测技术研究进展

Research progress of semiconductor up-conversion single photon detection technology

物理学报. 2018, 67(22): 221401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180618>

高时间稳定性的雪崩光电二极管单光子探测器

Avalanche photodiode single-photon detector with high time stability

物理学报. 2020, 69(7): 074204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191875>

采用多晶硅场板降低单光子雪崩二极管探测器暗计数

Reducing dark count of single-photon avalanche diode detector with polysilicon field plate

物理学报. 2020, 69(14): 148501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200523>

综述

超导纳米线单光子探测器光子响应机制研究进展*

张彪 陈奇 管焰秋 靳飞飞 王昊 张蜡宝[†] 涂学凑
赵清源 贾小氢 康琳 陈健 吴培亨

(南京大学电子科学与工程学院, 超导电子学研究所, 南京 210023)

(2021年4月8日收到; 2021年5月4日收到修改稿)

超导纳米线单光子探测器 (SNSPD) 已在量子信息、深空激光通信、激光雷达等众多领域发挥了重要的作用. 虽然 SNSPD 经过二十年的研究, 但其光子响应本征机制还有待完善. 深入理解与厘清其光子响应过程是研发高性能探测器的前提与关键. 现在较为成熟的超导纳米线单光子探测器响应理论有热点模型和涡旋模型. 但是这两种理论都存在一定的缺陷, 前者存在截止波长, 后者存在尺寸效应, 都需要进一步完善. 超导相位滑移是超导体的内禀性耗散, 有望用于解释超导纳米线单光子探测器的光子响应过程, 形成统一完备的理论. 这三种模型是对 SNSPD 光子检测理解的不断深入: 热点模型是一种唯象模型, 研究电子-声子等准粒子体系的相互作用; 涡旋模型由 Ginzburg-Landau 方程和电磁学方程出发, 研究涡旋在超导体中的运动及其带来的超导态耗散; 相位滑移模型是基于量子力学的解释, 研究热扰动和宏观量子隧穿引发的超导态耗散. 本文综述了热点模型、涡旋模型和超导相位滑移的基本概念、发展历史和研究进展, 讨论和对比了这三种理论的特点和发展前景, 为超导纳米线单光子探测器光子检测理论研究提供参考和借鉴.

关键词: 超导纳米线单光子探测器, 热点模型, 涡旋模型, 超导相位滑移**PACS:** 85.25.Pb**DOI:** 10.7498/aps.70.20210652

1 引言

一个多世纪以前, 荷兰物理学家 Onnes^[1] 在测量金属汞的剩余电阻时, 首次发现超导现象, 打开了物质世界的新大门. 1933年, 德国物理学家 Meissner^[2] 在测量超导锡单晶球的磁场分布时, 发现了超导体的完全抗磁性, 即迈斯纳效应. 在不断排除与超导电性起因无关的因素后, Bardeen, Cooper 和 Schrieffer^[3] 于 1957 年建立起著名的 BCS 理论, 提出电子-晶格相互作用体系, 成功解释了超导电性的起因. 1962 年, 英国物理学家 Josephson^[4] 在理论上预言了超导电子对隧穿现象, 即约瑟夫森

效应, 并为实验所证实. 超导体的零电阻效应、迈斯纳效应、约瑟夫森效应等构成了超导体应用的物理基础, 为超导体创造了巨大的应用价值, 促进了诸如超导电缆、超导磁体、超导磁悬浮列车、超导量子干涉仪、超导单光子探测器等应用的蓬勃发展. 目前, 全世界有近 30 家单位开展了超导电子学相关的研究工作, 国外著名研究团队包括美国的 MIT(麻省理工学院)、NIST(美国国家标准与技术研究院) 和 JPL(喷气推进实验室), 日本的 NICT(情报通信研究机构), 俄罗斯的莫斯科国立师范大学和欧洲的格拉斯哥大学、TU Delft(代尔夫特理工大学) 等. 国内开展相关研究的机构包括南京大学、上海微系统所、中国科学院紫金山天文台、中

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304002)、国家自然科学基金 (批准号: 12033002, 62071218, 61521001, 62071214, 61801206, 11227904)、广东省重点领域研究与发展计划 (批准号: 2020B0303020001)、江苏省自然科学基金优秀青年基金 (BK20200060)、中央高校基础研究基金、江苏省高等学校优势学科建设工程、青年人才引进计划和江苏省“青蓝工程”资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: lzhang@nju.edu.cn

中国科学院物理研究所、西南交通大学、清华大学、天津大学和南开大学等. 2017年,西南交通大学课题组和美国NIST团队合作,实现了能量分辨率为220 meV、在1550 nm波段可分辨7个光子的微波动态电感单光子探测器(MKID)[5]. 2017年,紫金山天文台团队实现了硅基铝膜MKID的 8×8 像元集成[6],该探测器的等效噪声功率低至 10^{-17} W/Hz $^{1/2}$ 量级. 2018年,中国科学院物理研究所[7]用低通滤波器和高通滤波器级联的方法,在UHF频段实现了超宽带高温超导带通滤波器系统设计,相对带宽为108%. 2020年,清华大学针对“失踪重子”问题,联合国内外多家单位开展了宇宙热重子探索者卫星项目[8],计划使用3600像素的超导边沿转变探测器(TES),对星际间的温热气体在软X射线波段进行观测,该观测有望为研究星系演化和宇宙大尺度结构提供可靠的观测数据.

超导纳米线单光子探测器(superconducting nanowire single photon detector, SNSPD)作为超导弱电领域的关键应用之一,于2001年由Gol'tsman等首次报道[9]. 最近二十年里SNSPD在实验上取得了飞速发展,在1350 nm波段探测效率达到99.5%,在1550 nm波段探测效率达到98% [10–12],最低时间抖动小于3 ps[13]. 同时,SNSPD被广泛应用到各个领域,包括量子密钥分发[14]、量子计算[15]、量子表征[16,17]、激光通信[18]、激光测距[19,20]等. 2020年,上海微系统所研究团队和中科大合作,将SNSPD应用于远距离量子通信实验,创造了光纤量子密钥分发距离的世界纪录[21];同年,上海微系统所研究团队和中科大合作,将SNSPD应用于构建量子计算原型机“九章”,成功实现了“量子计算优越性”的里程碑式突破[22]. 2018年,天津大学研制了弯曲纳米线型SNSPD,成功实现了偏振不敏感SNSPD[23].

南京大学自2008年研制出我国首个SNSPD[24]以来,在国家重大科研仪器项目、973计划、重点研发计划和国家自然科学基金等大力支持下,已研制出系列SNSPD器件及系统. 其中,南京大学研制的单模光纤耦合SNSPD在1550 nm波段探测效率超过90%;通过低温光束压缩和阵列结构研制的SNSPD兼具大接收口径($O > 300 \mu\text{m}$)和高时间精度($< 72 \text{ ps}$)的优点;研制的MoSi中红外SNSPD最长响应波长达到11 μm ,在5 μm 波段量子效率超过97% [25];与云南天文台等合作,利用

SNSPD突破卫星激光测距领域高性能1064 nm探测器瓶颈[20],并于2017年在国际上首次应用于小空间碎片探测[26]和2021年应用在月地激光测距[27]. 另外,南京大学研制的SNSPD还被应用于激光雷达、生物荧光成像等多个领域[19,28–30],使相关应用取得突破性进展.

在实验上取得了巨大进展的同时,SNSPD光子检测机理方面还有待完善. 传统的热点(hot spot)模型认为光子辐照纳米线产生热点,电流被挤压到热点以外的区域,热点在电流的作用下持续长大,使热点周围的电流密度超过临界电流密度,使整根纳米线失超[31]. 但是,有理论指出热点模型预言SNSPD存在光子检测的截止波长,这在实验上现象不明显[32]. 涡旋(vortex)模型认为,长波长的光子辐照不足以使纳米线产生热点,而是产生涡旋-反涡旋对(vortex-antivortex pair, VAP),或者导致边界涡旋穿越纳米线,最终导致纳米线失超,产生可观测的电脉冲[33]. 然而Likharev的理论表明,涡旋在宽度小于 4.41ξ (GL相干长度, GL: Ginzburg-Landau)的弱连接中不能形成[34]. 2014年,Renema等[35]深入讨论了SNSPD的正常核热点模型、扩散热点模型、涡旋成核模型和涡旋穿越模型,他们发现在光子探测过程中,准粒子扩散和涡旋同时发挥重要作用,涡旋穿越模型是最接近实际情况的理论. 基于相位滑移(phase slip)的SNSPD检测理论最近几年还处于探索阶段. 该理论认为,受到热扰动或者宏观量子隧穿(macroscopic quantum tunneling, MQT)的影响,在纳米线相干长度的区域内,超导波函数的幅值突然降为0,伴随着相位发生 2π 突变,导致纳米线出现可观测电阻[36]. 相位滑移理论最初用来解释超导电性的耗散,目前有望用于解释SNSPD的光子响应机制,同时能避免热点模型和涡旋模型的缺陷.

衡量SNSPD性能的重要指标之一是系统探测效率SDE(system detection efficiency),一般认为SDE受耦合效率、吸收效率和量子效率的影响: $\text{SDE} = \text{耦合效率} \times \text{吸收效率} \times \text{量子效率}$ [37]. 耦合效率指的是光子在到达器件之前经历的吸收、散射和反射等引起的损耗,吸收效率指的是SNSPD对光子的吸收能力,取决于器件的材料和几何结构,量子效率指的是SNSPD吸收一个光子后产生电脉冲的概率. 对SNSPD光子检测机理的研究有助于加深我们对吸收效率和量子效率的理解,进而

提高 SNSPD 在探测效率、时间抖动、暗计数等方面的综合性能. 目前有很多种材料被用来制备 SNSPD, 如 NbN、WSi、MoSi 等, 这些材料具有不同的材料参数, 如超导转变温度、GL 相干长度、电子态密度等, 如果不能深入理解超导检测机制和这些参数之间的关系, 我们就很难找到最佳的材料和设计方案来制备具有特定性能的 SNSPD. 此外, 对检测机制的深入理解也有助于我们制备极限性能的 SNSPD, 将 SNSPD 用于有高性能需求的领域.

深入理解 SNSPD 光子检测机制, 厘清 SNSPD 光子响应过程, 是发展新型 SNSPD 器件的前提, 是研制性能优异 SNSPD 器件的关键. 2021 年适逢第一个 SNSPD 报道的二十周年, 本文综述了 SNSPD 热点模型、涡旋模型和超导相位滑移模型的基本概念、发展历史和研究进展, 为 SNSPD 光子检测理论的研究提供参考和借鉴.

2 SNSPD 光子探测模型

2.1 热点模型

1971, Testardi 等^[38]首次在实验上发现超导体对光学波段的辐射敏感, 他们使用激光辐照处于超导态的铅膜, 发现激光能破坏其超导电性, 这种效应不能简单的使用热效应来解释. 实验使用的铅膜厚度为 27.5 nm, 放置在液氦杜瓦中, 使用脉冲激光器照射铅膜, 测量其电阻值变化. 实验发现当有脉冲辐照到铅膜上时, 它的电阻会发生突然的增

大, 如图 1(a) 所示.

Testardi 将这种现象解释为: 超导体吸收的光子能量导致其产生一种非平衡态, 产生热激发的准粒子 (quasiparticle), 这种准粒子的温度比库珀对 (cooper pair) 高. 超导体经过以下一系列过程可以重新获得平衡态: 1) 电子-电子相互作用和电子-声子相互作用, 导致准粒子非弹性散射; 2) 声子产生新的准粒子; 3) 准粒子重新结合; 4) 声子将能量传向衬底, 最终导致能量耗散.

热点的概念最初由 Skocpol 等^[39]于 1974 年在研究超导微桥的自热效应时提出. Skocpol 认为热点的形成是导致超导微桥 $I-V$ 曲线出现迟滞现象原因, 即对于相同的电压, 由于电压变化的历史过程不同, 超导微桥的电流也不一样, 图 1(b) 展示了热点区域上的温度变化. 借助热点概念, 1995 年, Semenov 等^[40]提出了一种双温模型, 解释超导薄膜的光响应过程. 这个模型引入了随温度变化的电子亚系统和声子亚系统, 其温度状态可以通过解下面两个相互耦合的热方程得到:

$$c_e \frac{dT_e}{dt} = -\frac{c_e}{\tau_{e-p}} (T_e - T_p) + P(t), \quad (1)$$

$$c_p \frac{dT_p}{dt} = \frac{c_e}{\tau_{e-p}} (T_e - T_p) - \frac{c_p}{\tau_{es}} (T_p - T_0), \quad (2)$$

其中: c_e, c_p 是电子、声子的比热容; T_e, T_p 是电子、声子的温度; τ_{e-p} 是电子-声子相互作用时间; τ_{es} 是声子弛豫时间; T_0 是衬底温度; $P(t)$ 是单位面积薄膜吸收的辐照功率强度. (1) 式描述了电子吸收能量与电子-声子热传递达到平衡, (2) 式描述

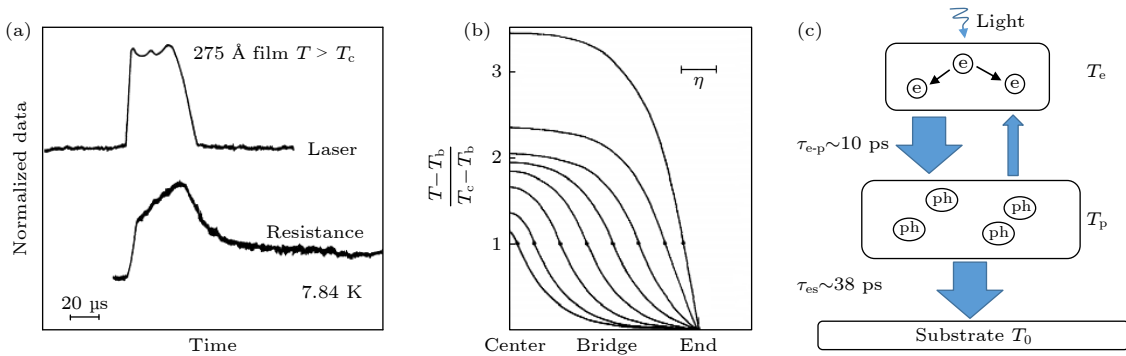


图 1 热点模型的发展 (a) 超导铅膜对激光敏感的实验^[38]. 上方是激光脉冲, 下方是超导铅膜的电阻变化曲线, 可以发现激光辐照时, 铅膜的电阻值突然增加; (b) 超导微桥中不同大小的热点温度分布示意图^[39], 超导微桥采用锡膜制备; (c) 超导氮化铌薄膜吸收光子时能量的平衡过程^[40]

Fig. 1. The development of hot spot model: (a) The experiment of superconducting lead film which is sensitive to laser^[38]. The curve above is the laser pulse and the curve below is the resistance curve of the superconducting lead film. The resistance of the lead film increases suddenly when laser irradiates on it; (b) temperature distribution of hot spots with different sizes in superconducting microbridge fabricated of tin film^[39]; (c) energy balance of the superconducting niobium nitride film absorbing photons^[40].

了声子吸收能量和声子向衬底传递热量达到平衡,以 NbN 薄膜为例,整个体系的平衡状态可以由图 1(c) 说明.

1996 年, Kadin 等^[41]进一步把上述双温模型近似的写成如下的热流方程:

$$Cd \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa d \nabla^2 T + \alpha (T_0 - T), \quad (3)$$

其中, C 是电子和声子的比热容之和, d 是薄膜厚度, T 是薄膜的温度, T_0 是衬底的温度, κ 是薄膜的热导率, α 是薄膜和衬底之间的边界热导. 以上公式可以解出光子吸收产生热点的大小大约为几纳米到几十纳米,因此在制备纳米线的时候,需要把纳米线的宽度也制备为这个量级,以达到单光子检测的目的.

2001 年, Semenov 等^[31]针对 SNSPD 探测原理首次提出了热点模型:入射光子的能量远大于材料的超导能隙,破坏了大量的库珀对,引发了数量分布不均的准粒子,在超导薄膜中形成热点.薄膜超导区域宽度减小,超导电流被排斥到热点以外的纳米线区域,此时热点区外的电流密度可能会超过破对电流 (depairing current, I_{dp}) 密度,超导状态变得不稳定,引发电压响应. Semenov 从理论上证明,使用亚微米超导线条有望实现可见光和近红外单光子的检测. Semenov 将准粒子的集中程度用函数 C 描述为^[31]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{1}{r} \left(\frac{\partial C}{\partial r} + r \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) + \frac{C - C_0}{\tau}, \quad (4)$$

其中, $C(r, t)$ 是空间 r 和时间 t 的函数, r 是准粒子到光子吸收区域的距离, $1/\tau$ 是准粒子通过耦合或者声子逃逸到衬底的弛豫时间, D 是准粒子扩散常数, C_0 是库珀对没有发生解耦时的集中函数初值,由环境温度决定. 通过求解 (4) 式,可以得到 $C(r, t)$ 的表达式为

$$C(r, t) = \frac{M(t)}{4\pi Dd} \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)}{t} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + C_0. \quad (5)$$

在亚微米超导线条的量子检测机制后,2001 年, Gol'tsman 等^[9]在实验上首次制备出 200 nm 宽、1.2 μm 长的氮化铌纳米线,也就是世界上第一个 SNSPD. 器件工作在液氦温区,在 0.8 μm 波段得到了 20% 的量子效率,图 2 是 Gol'tsman 将热点模型用于解释纳米线光响应的原理图.

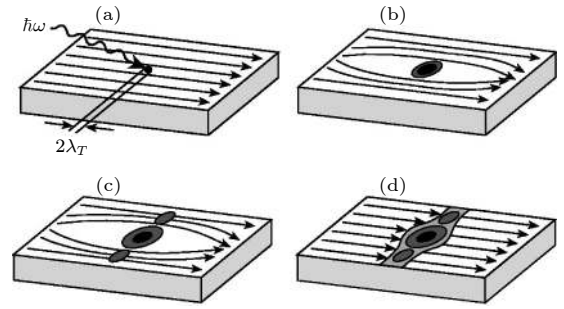


图 2 Gol'tsman 等^[9]于 2001 年首次制备出 SNSPD,将热点模型应用在解释其光子响应, (a)–(d) 分别表示光子入射、热点形成、热点长大、纳米线全部失超

Fig. 2. Gol'tsman et al^[9]. fabricated SNSPD for the first time in 2001, and applied the hot spot model to explain its photon response. (a)–(d) denote photon incidence, hot spot formation, hot spot growth and thoroughly shut down of the nanowire, respectively.

2005 年, Semenov 等^[32]在之前工作的基础上提出了改进的热点模型 (refined hot-spot model),进一步考虑了准粒子的贡献,计算了热点周围准粒子的密度变化.该模型在一个圆柱形区域内计算了准粒子的密度,认为当最大非平衡准粒子数达到平衡值时,器件的量子效率出现截止. Semenov 证明,由于正常态区域的大小随着光子能量的增加而增大,因而热点模型预测纳米线的量子效率存在一个截止波长.同时, Semenov 发现电阻态的弛豫时间与光子能量存在一定关系,因此可以实现光子能量分辨的单光子探测器件.

2007 年, Yang 等^[42]在热点模型基础上提出了一维的电热模型,考虑了焦耳热的影响,证明了热是引起纳米线失超、产生电脉冲的原因.该模型认为影响探测器恢复时间的主要因素是纳米线的动态电感,与纳米线串联一个电阻可以加快纳米线的恢复;同时提出,如果串联的纳米线电阻过大,会导致纳米线进入闩锁态,这个过程可以使用电热模型进行模拟:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = J^2 \rho + \kappa \nabla^2 T - \frac{\alpha}{d} (T - T_0), \quad (6)$$

其中, J 表示电流密度, ρ 表示电阻率. 与 (3) 式相比多了焦耳热的项.

2017 年, Vodolazov^[43]研究了超导纳米线吸收近红外和可见光波段单光子后电子和声子的动力学行为,进一步提出了微米尺寸的超导微桥对单光子探测的可能性. Vodolazov 发现,在 T_c 温度下,电子比热容 C_e 和声子比热容 C_{ph} 比值 (C_e/C_{ph}) T_c

越大, 光子能量向电子传输的比率就越大, 电子在热点形成的最初阶段热化进程加快, 对于 $C_e/C_{ph}|T_c \gg 1$ 和扩散系数 $D \sim 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ 的超导体, 其热化时间 τ_{th} 小于 1 ps. Vodolazov 的分析结果表明, 对于几微米宽的超导微桥, 如果其超导临界电流超过 $0.7I_{dp}$, 并且 $C_e/C_{ph}|T_c \geq 1$, 那么这种微桥对近红外和可见光波段的单光子也具有检测能力, 这为我们设计和制备超导微米线单光子探测器提供了理论指导, 对于深入理解 SNSPD 探测机理也具有重要价值.

2.2 涡旋模型

涡旋结构是一种非均匀磁化的稳定磁结构, 由中心涡核区域 (vortex core, VC) 和外围区域两部分构成, 容易在微米或亚微米尺寸的圆盘形或椭圆形薄膜中形成^[44]. 在尺寸受限的磁性薄膜体系中, 由于交换场和退磁场之间的相互竞争, 在微米或亚微米尺寸的圆盘形或椭圆形薄膜中易形成磁涡旋结构 (magnetic vortex). 在圆盘或椭圆样品边界区域, 由于退磁场的作用, 磁矩在薄膜面内沿边界走向旋转排列, 以实现退磁能的能量最低状态; 但在涡核区域, 相邻旋转磁矩间的夹角较大, 导致交换能迅速提升, 体系的退磁场和交换场之间的竞争促使涡核区域的磁矩指向垂直于膜面的方向. 磁矩的卷绕在序参量空间的投影数目 q 决定了拓扑涡旋态: $q = 1$ 为涡旋态, $q = -1$ 为反涡旋态. 由于超导体存在伦敦穿透深度, 磁场可以进入超导体的一部分区域, 因而对于超导薄膜, 涡旋是引起超导耗散的可能因素, 涡旋常被用以解释 SNSPD 的暗计数和光响应, 以下介绍基于涡旋的 SNSPD 响应机制的发展历史和存在的缺陷.

1990 年, Kadin 等^[33] 提出一种基于二维超导体的新型量子探测机制, 即涡旋-反涡旋对 (VAP) 模型. 该模型认为, 超导薄膜吸收光子后, 在薄膜上形成一个 VAP, 如图 3(a) 和图 3(b) 所示, 在偏置电流的作用下, 这个 VAP 被拆散, 此过程导致在超导薄膜上形成一个电阻态. Kadin 等认为可以通过检测这个电阻态来检测红外光子, 但并没有给出具体的实现方案, 事实上该模型中二维超导体中的电阻态在实验上难以直接检测.

2011 年, Bulaevskii 等^[45] 提出了基于涡旋穿越的超导薄膜耗散机制, 认为涡旋是引起超导纳米线暗计数和光子响应的主要因素, 如图 3(c) 和

图 3(d) 所示. Bulaevskii 讨论了 3 种临近 I_c 的可能耗散机制: 1) 纳米线中自发形成的正常态带状区域, 同时伴随着 2π 的相位滑移. 2) 在纳米线的一端自发形成的涡旋穿越到纳米线的另一端, 引起电压响应. 3) 纳米线中心自发形成的涡旋-反涡旋对的破对, 并且在洛伦兹力的作用下往相反的方向运动, 或者在纳米线两端自发形成的涡旋对, 运动到纳米线的中心湮灭. 在高偏置电流的时候, 涡旋可以直接穿越纳米线引发响应; 或者当偏置电流略低时, 在光子入射的协助下涡旋发生穿越, 引起响应.

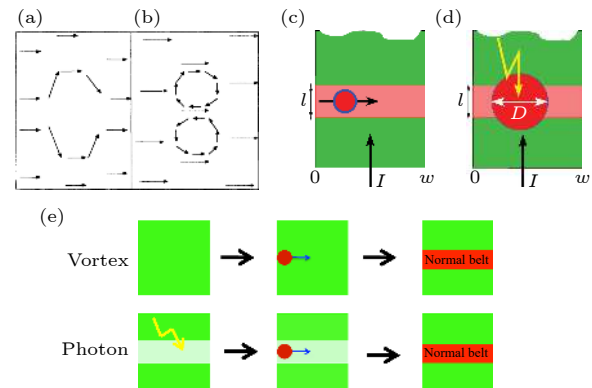


图 3 涡旋模型的发展 (a), (b) 涡旋周围的超导电流分布^[33], (a) 单个涡旋将电流挤压到周围, 中间的超导态被抑制, (b) 涡旋-反涡旋对, 可能形成于较高的偏置电流; (c), (d) 基于涡旋穿越的超导薄膜耗散机制^[45], (c) 单涡旋穿越, (d) 光子辅助涡旋穿越模型. 两种耗散都可以使 SNSPD 产生可观测的电压响应; (e) 上图表示没有光子时, 涡旋穿越导致暗计数形成; 下图表示光子入射导致局部热点形成, 随后引发涡旋穿越导致响应^[46]

Fig. 3. The development of the vortex-based model: (a), (b) The supercurrent distribution around the vortex^[33], (a) current diverting around the region with depressed superconductivity on the scale of the vortex-core area, (b) closely spaced vortex pair oriented properly in near-critical applied current; (c), (d) sketch of a segment of the strip in the presence of a bias current^[45], (c) a single vortex causes a hot crossing, (d) A single photon creates a hotspot and induces a subsequent hot vortex crossing. Both processes result in detectable voltage in SNSPD; (e) Top: thermally excited vortex crossing and subsequent formation of a normal-state hot belt across the strip width resulting in a dark count. Bottom: an incident photon creates a hot spot across the superconducting strip, followed by the thermally induced vortex crossing^[46].

2012 年, Bulaevskii 等^[46] 在之前的工作基础上, 进一步提出 SNSPD 涡旋辅助的光子响应模型. 模型认为, SNSPD 的光响应是由偏置电流下的亚稳态转变为正常态引起的. 论文讨论了 SNSPD 的

探测事件的 3 个可能过程: 1) 具有高能量的单个入射光子, 足以打破足够多的库珀对, 从而在纳米线的整个宽度上形成一个电阻态带, 此即直接光子计数; 2) 在没有光子入射的情况下, 热激发的单个涡旋从纳米线一侧穿越纳米线, 触发纳米线由超导态向正常态转变, 此即暗计数; 3) 一个能量不足的单光子入到射纳米线, 引起局部电阻态, 降低了纳米线超导电性, 随后引发单个涡旋从纳米线一侧穿越, 此即涡旋辅助单光子计数. 后两种过程如图 3(e) 所示. Bulaevskii 认为, 垂直于纳米线平面的磁场不会影响光子形成热点, 但它会导致涡旋穿越的速率增加. 理论结果表明, 通过施加磁场, 可以表征涡旋穿越的能量势垒, 鉴别暗计数和涡旋辅助光子计数的来源.

但是涡旋模型也存在一定不足. 1979 年, Likharev^[34] 在理论上证明, 当弱连接的宽度小于 4.41ξ 时, 涡旋不可形成. 然而纳米线宽度相当小时, 在实验上却能观察到光子响应. 如 Marsili 等^[47] 使用 NbN 薄膜制备了宽度为 30 nm 的 SNSPD, 在 5 μm 波段获得了 2% 的探测效率; 南京大学 2021 年报道, 基于 30 nm MoSi 纳米线研制的 SNSPD, 在 1—5 μm 波段均获得了饱和量子效率, 在 5 μm 波段的内量子效率超过 97%^[25]. 此外, 目前还没有文献报道随着纳米线的尺寸减小, SNSPD 探测效率会存在截止, 因而关于涡旋的尺寸效应问题需要进一步的研究和完善.

2.3 不同理论之间的讨论

2013 年, Renema 等^[48] 使用一种叫量子探测器层析 (quantum detector tomography, QDT) 的分析方法, 讨论了 SNSPD 热点模型、扩散热点模型和涨落协助模型等三种模型. 这种方法主要思想为: 固定探测器的探测效率, 比如 1%, 研究此时偏置电流 I_b 和入射光子能量 E 之间的关系, 这种光子能量-偏置电流 (energy-current) 的依赖关系是研究探测机理的一个关键方法. 使用这种方法, Renema 得到了探测效率的归一化曲线, 如图 4(a) 所示.

热点模型、扩散热点模型和涨落协助模型三种模型不仅在机制上有区别, 而且在相同的探测概率下, 偏置电流和光子能量之间的依赖关系也有区别. 对于热点模型, 热点被认为是一个圆柱体, 其半径和入射光子能量的平方根成正比, 因而达到最

大探测概率所需要的 I_b 与 E 的平方根呈负相关关系, 可以由 (7) 式描述^[49]:

$$E = (w^2/C^2)(1 - I_b/I_c)^2. \quad (7)$$

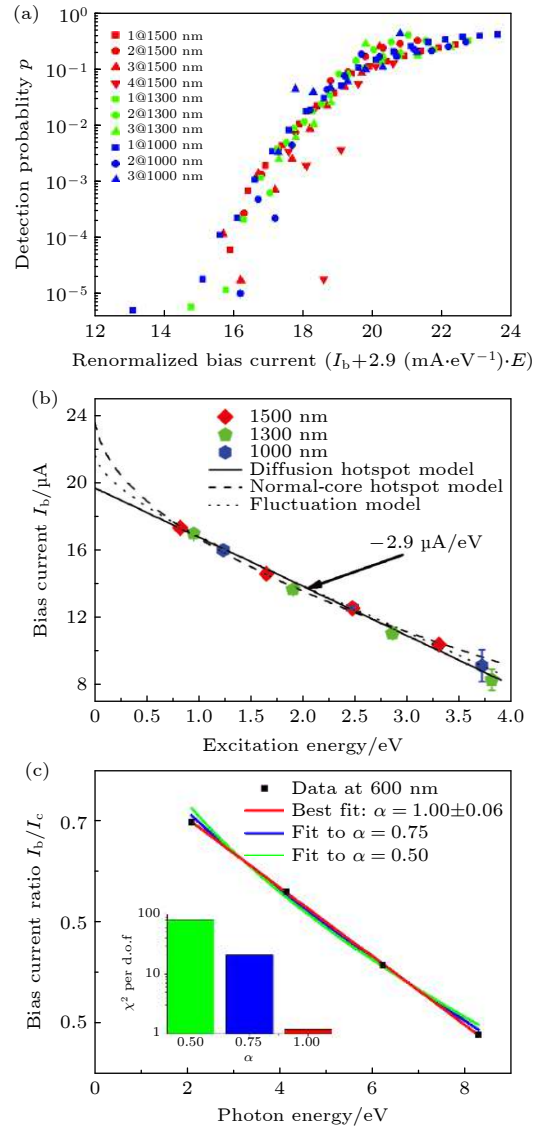


图 4 不同理论之间的讨论 (a) 探测器层析法得到的 SNSPD 响应归一化曲线, 不同符号代表了不同的光子数响应模式和不同的入射波长^[48]; (b) 热点模型、扩散热点模型和涨落协助模型对实验的拟合结果, 结果显示扩散热点模型具有最好的拟合效果^[48]; (c) 不同模型对实验数据的拟合曲线, 结果表明扩散热点模型是最有可能的结果^[35]

Fig. 4. Discussions on various theories: (a) The universal detection curve of SNSPD utilizing the detector tomography, different symbols representing corresponding photon number and wavelength^[48]; (b) the fit of experimental data of the diffusion hotspot model, the normal-core hotspot model and the fluctuation model. It turns out that the diffusion hotspot model fits best to the data^[48]; (c) different models fitting to the experimental data and the diffusion hot spot model turns out to be the most probable one^[35].

扩散热点模型 (diffusion-hotspot model) 同时考虑了准粒子扩散带来的超导电性降低和热点的作用, 认为热点的大小和准粒子的扩散距离有关, 指出达到最大探测概率所需要的 I_0 与 E 呈线性关系^[50]:

$$E = E_0 \left(1 - \frac{I_0}{I_c} \right). \quad (8)$$

热点和扩散热点模型都预言了随着光子能量降低, SNSPD 探测效率会存在一个截止波长, 即波长大到一定程度后, 探测效率降为零, 但是这在实验上并没有观察到. 为了解释这种现象, Gurevich 等^[51] 提出了涨落协助探测模型 (fluctuation-assisted detection models). 涨落协助模型认为光子的作用是降低了超导能隙, 然后引起热激发的涨落, 如涡旋-反涡旋对破对, 或者单个涡旋穿越, 由如下关系描述:

$$A = \left(\Delta - \alpha \sqrt{E} \right) (I_0 - \beta I_b), \quad (9)$$

其中, A 和 α 是实验的拟合参数, I_0 和 β 是几何因子的线性化参数. 这个关系式可以解出 E 和 I_0 符合双曲关系, 也即 E 与 I_0 的关系式中, E 的指数在 0.5 和 1 之间, 这个指数大小刚好在热点模型和扩散热点模型之间^[32,45]. 图 4(b) 展示了这三种模型对实验数据的拟合^[48], 结果显示扩散热点模型具有最优的拟合效果.

使用 QDT 法测量超导纳米线的光子能量-偏置电流关系, 进而探究 SNSPD 的光子响应机理, 许多实验得到了看似矛盾的结果. 对于 NbN 材料, Renema 等^[35] 基于 220 nm 宽的 SNSPD, 在 0.75—8.26 eV 光子能量波段观察到了线性关系的实验结果, 而 Wang 等^[52] 基于 30—140 nm 宽的 SNSPD, 在 0.73—2.43 eV 光子能量波段观察到了非线性实验结果. 这种矛盾的实验结果也存在于不同材料制备的 SNSPD 中. 对于 MoSi 器件, 在 0.61—1.65 eV 光子能量波段, 光子能量-偏置电流关系都是非线性的^[53]; 对于 WSi 器件情况则更为复杂, 探测机理只与总的光子吸收能量有关, 而与光子能量分布无关, 只有在总吸收光子能量超过 0.8 eV 时, 光子能量-偏置电流才表现为线性关系, 反之光子能量-偏置电流的关系变为非线性^[54]. 由此看来, SNSPD 的材料性能、几何尺寸, 甚至入射的光子能量都会对光子能量-偏置电流关系产生影响, 进而影响我

们对 SNSPD 探测机制的理解. 这些实验结果表明, 只考虑准粒子扩散的模型不能准确描述 SNSPD 的实验现象, 扩散热点模型需要进一步完善.

涡旋在 SNSPD 检测机制中扮演非常重要的作用. 2014 年, Renema 等深入探讨了 SNSPD 的 4 种主流响应机制: 正常核热点模型 (normal-core hot spot model)、扩散热点模型 (diffusion-based hot spot model)、涡旋成核模型 (vortex nucleation model) 和涡旋穿越模型 (vortex crossing model). 简化来看, 可使用 $I = I_0 + \gamma E^\alpha$ 来描述所有模型: 对于正常核热点模型, $\alpha = 0.5$; 对于扩散热点模型, $\alpha = 1$; 对于涡旋模型, 情况变得复杂, 但是可以近似认为, 对于涡旋成核模型, $\alpha = 0.5$, 对于涡旋穿越模型, $\alpha = 0.75$. 对实验数据进行拟合, 发现 $\alpha = 1$ 是最佳的拟合结果, 说明扩散热点模型对实验数据的解释最为合理^[35], 图 4(c) 展示了这 4 种模型的拟合结果. Renema 认为, SNSPD 的探测效率受温度影响的原因, 不是因为超导临界电流, 而是因为与电流相关的涡旋破对, 准粒子扩散与涡旋同时影响光子探测事件. 2015 年, Vodolazov 等^[55] 使用外加磁场研究了 SNSPD 的光子检测机理, 实验结果表明, 对于波长为 450 nm 的光子, 热带模型 (hot belt model) 不能解释光子计数率的磁场依赖现象; 也不能解释当磁场增加时, 在 450—1200 nm 波段观察到的光子计数率下降的现象. 热带模型认为超导纳米线吸收光子后, 在整个纳米线宽度范围内超导序参量发生了部分抑制. 使用涡旋热点模型 (vortex hot spot model) 可以对实验现象进行解释, 即认为在光子诱导的热点区域内产生了涡旋成核或者涡旋穿越. 这个实现结果进一步证实了涡旋在 SNSPD 光子检测过程中的重要性.

3 超导相位滑移与 SNSPD 光子响应机制

3.1 超导相位滑移简介

实验发现, 超导体在临界温度 T_c 以下, 即使接近绝对零度, 仍存在一定的剩余电阻, 这样的超导体制成的电流环, 其中的电流会逐渐衰减, 不能永远持续. 此外, 在观察超导体的电阻-温度 ($R-T$) 曲线时, 总是能发现曲线具有一定的超导转变宽度, 从几十 mK 到几 K 不等. 理论上一般把这类现象解释为由超导体的不均匀性导致的: 在超导体的

不同位置其 T_c 略有差异, 导致转变宽度的产生. 一种比较深入的解释为: 由于超导序参量的内禀性波动, 即相位滑移 (phase slip), 导致了超导转变区域的展宽, 这种波动在横截面积较小的超导体中, 即超导纳米线等一维超导体, 表现得更为明显. 相位滑移可以瞬间破坏超导体不同部分的宏观相干性, 导致超导电流的能量转化为电磁辐射和焦耳热, 进而导致超导体能量耗散, 使其产生了可观测的电阻. 以下内容主要介绍超导相位滑移基本概念和发展历程.

1967 年, Little^[36] 在研究细超导环中电流衰减的时候, 首次提出相位滑移概念. Little 认为超导体局部的序参量幅值受限于热扰动, 当热扰动强到足够使序参量的幅值降为零时, 纳米线局部区域就表现出非零的电阻. 这种热激发的相位滑移 (thermally activated phase slips, TAPS) 可以发生于任何温度不为 0 K 的环境, 下面介绍 Little 的推导过程.

考虑一维超导体的 Ginzburg-Landau 方程表述的自由能:

$$F(\psi) = \int (a|\psi(x)|^2 + b|\psi(x)|^4 + c|\nabla\psi(x)|^2) d^3x, \quad (10)$$

其中, 波函数 $\Psi(x)$ 是超导序参量的波函数, 超导

序参量指的是超导体中, 处于超导态的电子与全部电子数比值. 由于任何体系都有把能量最低化的倾向, 把自由能方程最小化, 可以得到归一化超导序参量波函数:

$$\psi(x) = \Delta(x) \exp(i\varphi(x)), \quad (11)$$

其中, $\Delta(x)$ 是幅值, $\varphi(x)$ 是相位, 这些最小化的自由能描述了超导体最有可能的存在形式. 上述方程指出, 一维超导体的 GL 序参量, 在沿着纳米线方向上, 受相位参数和幅值参数的影响. 由于超导电流与相位的梯度成正比, 电流的改变引起了相位参数在空间上的改变, 导致序参量在虚部、实部、纳米线方向组成的三维空间中呈螺旋状分布, 如图 5(a) 所示. 沿着 x 方向, 序参量每发生一圈的改变, 就对应相位发生 2π 的改变.

由于序参量在空间中呈螺旋状分布, 因此 GL 自由能呈现出周期性的最小值. 相位滑移就是指超导态在不同的最小 GL 自由能中跳跃的现象: 在超导相干长度的空间距离上, 由于热涨落或者宏观量子隧穿的影响, 超导序参量在相邻区间上的相位发生了 2π 的改变, 使 GL 自由能在相邻的最小值上发生了跃变, 在这个过程中, 超导材料产生了可观测的电阻.

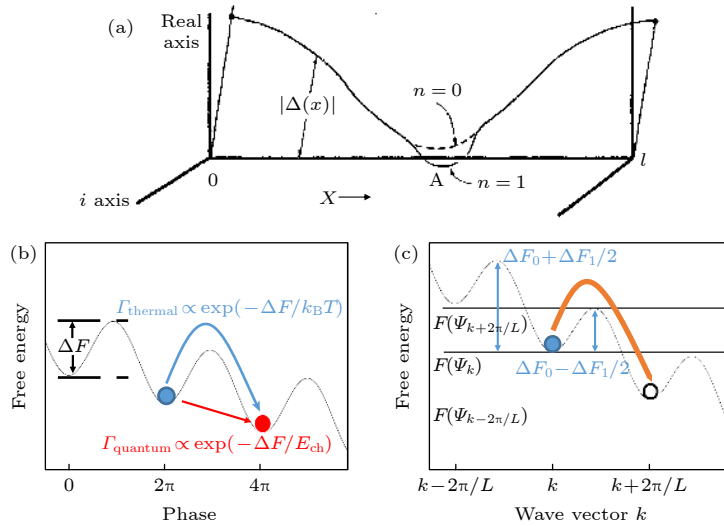


图 5 热激发相位滑移 (a) 复变函数 $\Psi(x)$ 随 x 的变化. 这是 2 种可能情况: A 点附近, $\Psi_1(x)$ 在复平面上环绕一周, $\Psi_0(x)$ 没有发生环绕^[36]; (b) 两种主要的相位滑移过程: TAPS(蓝色部分, 自由能翻越势垒) 和 QPS(红色部分, 自由能隧穿势垒); (c) 自由能 F 与波矢 k 的关系. 当不存在电流时势垒是对称的, 都等于 ΔF_0 . 当有电流在纳米线中流动时, 相位滑移势垒将变得不再对称

Fig. 5. Thermally activated phase slips: (a) The order parameter $\Psi(x)$ which is complex is drawn as a function of position. Two possible configurations are shown. Near A, $\Psi_1(x)$ makes an excursion round the Argand diagram while $\Psi_0(x)$ does not^[36]; (b) two major processes of phase slip, the TAPS (blue line, the free energy changes it's quantum state by jumping over the energy barrier) and the QPS (red line, the free energy changes it's quantum state by tunneling to another potential minimum); (c) free energy F and wave vector k . In the absence of bias current, the energy barrier between adjacent energy minima is identical and equal to ΔF_0 . The barrier becomes asymmetric at a small current.

与约瑟夫森结类似, 我们可以绘制出自由能与相位的依赖关系, 即所谓的“电流倾斜搓衣板势能”(current-tilted washboard potential), 如图 5(b) 所示. 一般认为, 相位滑移具有 2 种激发方式: TAPS (图中蓝色过程) 和宏观量子隧穿引起的量子相位滑移 (quantum phase slips, QPS, 图中红色过程). TAPS 一般发生在临近 T_c 的温区, QPS 在几乎所有低于 T_c 的温度下都能发生; TAPS 导致自由能翻过势垒, QPS 导致自由能发生隧穿.

根据 Little 的理论, TAPS 引起的电阻可以写为如下形式^[36,56]:

$$R_{\text{TAPS}}(T) = R_n \exp\left(-\frac{\Delta F(T)}{k_B T}\right), \quad (12)$$

其中: R_n 是常温电阻, 可以看出, 温度低于 T_c 时, 纳米线电阻随着温度降低呈指数衰减; $\Delta F(T)$ 是超导凝聚能, 即 TAPS 过程需要翻越的能量势垒. $\Delta F(T)$ 可以写成^[56]:

$$\Delta F(T) = 0.83k_B T_c \frac{R_q}{\rho} \frac{wd}{\xi(0)} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (13)$$

其中: $R_q = h/(4e^2) = 6.5 \text{ k}\Omega$ 是量子电阻, 其中 h 是普朗克常量, e 是元电荷量; ρ 为材料电阻率, w 为线宽, d 为厚度, 这些值可以由常温电阻 R_N 代替: $R_N = \rho_N L/\sigma$, $\sigma = wd$ 为横截面积, $\xi(0)$ 为 0 K 时的 GL 相干长度. (13) 式适用于 $T > 0.7T_c$ 的温区.

Little 的想法可以根据以下推导进行验证^[57]: 超导纳米线能发生相位滑移的基本单元为一个小区段, 这个线段长度为相干长度 $\xi(T)$. 对于每个基本单元, 纳米线要么是超导态, 要么是正常态. 由于相位滑移持续的时间通常在皮秒量级, 很难测量出一次相位滑移产生的电阻值, 因此实验中测量到的是单位时间内由大量相位滑移事件导致的“时间平均电阻值 $R(T)$ ”. 假设相位滑移尝试频率 (attempt frequency) 为 Ω_0 , 序参量的弛豫时间为 τ , 二者相互关联, 即 $\Omega_0 = 1/\tau$. 根据 Arrhenius 定律, 相位滑移频率 $\Omega_{\text{PS}} = \Omega_0 \exp(-\Delta F/(k_B T))$, 因而每个相位滑移线段每秒钟能发生相位滑移、表现为正常态的时间占比 $f = \tau \Omega_{\text{PS}} = \exp(-\Delta F/(k_B T))$, 表现出超导态的时间占比为 $1-f$. 每个基本单元的常态电阻为 $R_n = R_n \xi(T)/L$, 其中 L 是纳米线总长度, R_n 是整个纳米线的常温电阻. 每个基本单元的时间平均电阻值 $R_t(T) = R_n f + R_0(1-f)$, $R_0 = 0$ 表示

的是超导态的纳米线电阻, 因此整个纳米线时间平均电阻值可以写成每一基本单元的时间平均电阻值 \times 总的基本单元数 $L/\xi(T)$, 即 $R(T) = R_t(T) \times L/\xi(T) = R_n f \times L/\xi(T) = R_n \xi(T)/L f \times L/\xi(T) = R_n f = R_n \exp(-\Delta F/(k_B T))$, 即 (12) 式.

3.2 LAMH 理论

LAMH 理论在 Little 的基础上更精确地计算了 TAPS 的势垒. 在纳米线的两端, 恒定的外加电压持续增加纳米线两端的相位差, 提高了流经纳米线的超导电流. Langer 和 Ambegaokar^[58] 假设, 当外加电压对相位差的增加速率和相位滑移引起的相位差减少达到相同的速率时, 超导体达到稳态. 类似于交流约瑟夫森效应, 可以建立超导纳米线两端的电压差 ΔV 与相位滑移速率 Γ 之间的关系^[4,59], 即相位滑移的相关的约瑟夫森关系:

$$\frac{2e}{\hbar} \Delta V = \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial t} = 2\pi \times \Gamma. \quad (14)$$

两个最小自由能之间的势垒为 ΔF , TAPS 能以一定的概率翻越势垒, 这个概率正比于 $\exp\left(-\frac{\Delta F}{k_B T}\right)$. Langer 与 Ambegaokar 计算了在零电流极限下的自由能势垒为^[58]:

$$\Delta F_0 = \frac{8\sqrt{2}}{3} \sigma \xi(T) (g_n - g_s), \quad (15)$$

其中: σ 为纳米线的横截面积; $\xi(T)$ 是相干长度, $\xi(T) = 0.85(l\xi_0 T_c / (T_c - T))^{0.5}$, l 是电子的平均自由程, ξ_0 是 BCS 理论的 0 K 相干长度; $g_n - g_s = 4.7N(0)k_B^2(T_c - T)^2$ 是正常态与超导态的自由能密度差, 其中 $N(0)$ 是费米面上的态密度. ΔF_0 代表了超导纳米线的最小体积凝结能, 即一个相干长度对应体积的凝结能.

当有外加电压时, 存在电流在纳米线中流动, 正向和负向相位滑移势垒 ΔF 变得不对称, 降低电流的波动变得比增加电流的波动更容易发生^[58], 如图 5(c) 所示, 使波矢 k 发生 $\pm 2\pi/L$ 改变的势垒为

$$\Delta F_1 = \frac{dF(\psi_k)}{dk} \frac{2\pi}{L} = \frac{\hbar}{2e} I, \quad (16)$$

其中, ΔF_1 是超导体相位发生 2π 的突变时, 以电磁辐射形式释放的能量, 也是相位滑移时外界供给的能量. 结合 (14) 式, $\Delta F_1 = IV\Delta t = I \times \hbar/(2e) \times \Delta\varphi = I\hbar/(2e)$, $\Delta\varphi = 2\pi$ 恰好就是相位滑移的物理

本质.

相位滑移引起自由能降低的频率 Γ_- 和自由能增加的频率 Γ_+ 是不对称的, 一般来说 $\Gamma_- > \Gamma_+$, 二者的差值可以估计相位滑移频率 Γ 的宏观表现, 由以下关系描述:

$$\Gamma_- = \frac{\sigma n L}{\tau} \exp\left(-\frac{\Delta F_0 - \Delta F_1/2}{k_B T}\right), \quad (17)$$

$$\Gamma_+ = \frac{\sigma n L}{\tau} \exp\left(-\frac{\Delta F_0 + \Delta F_1/2}{k_B T}\right), \quad (18)$$

$$\Gamma = \Gamma_- - \Gamma_+ = \frac{2\sigma n L}{\tau} \sinh\left(\frac{\Delta F_1}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta F_0}{k_B T}\right), \quad (19)$$

其中, σ 是纳米线截面, L 是纳米线长度, n 是传导电子数密度, 因此 $\sigma n L$ 乘积表示的是整个纳米线中的传导电子数, $1/\tau$ 是微观过程的特征速率. 由 (14) 式描述的电压与相位之间的约瑟夫森关系可知, 要使纳米线上的电流保持恒定, 在纳米线两端施加的电压应该为^[58]

$$\Delta V = \Omega \frac{\hbar}{e} \sinh\left(\frac{\Delta F_1}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta F_0}{k_B T}\right). \quad (20)$$

式中 Ω 是序参量在不同状态间随机散射的尝试频率 (attempt frequency), 即每秒发生 TAPS 的次数. 在 Langer 的文章中^[58], $\Omega = \sigma n L/\tau$. 在小电流的极限下, \sinh 函数可以进行小量代换, 从而得到 T_c 以下一维超导体 TAPS 电阻的表达式为

$$R_{\text{TAPS}} = \frac{\Delta V}{I} = \Omega R_q \frac{\hbar}{k_B T} \exp\left(-\frac{\Delta F_0}{k_B T}\right), \quad (21)$$

其中, R_q 是量子电阻. 1970 年, McCumber 和 Halperin^[60] 计算得到更为准确的前置因子 Ω 应为

$$\Omega = \frac{L}{\xi(T) \tau_{\text{GL}}} \sqrt{\frac{\Delta F_0}{k_B T}}, \quad (22)$$

其中, $\xi(T)$ 描述了序参量变化的有效范围, $L/\xi(T)$ 是纳米线上相互独立的相位滑移子系统数, $\tau_{\text{GL}} = \pi \hbar / [8k_B(T_c - T)]$, 即 GL 时间, 在每一个子系统中, 序参量在特征扩散时间 τ_{GL} 内表现出扩散行为, 因而 Ω 与其倒数成正比. $(\Delta F_0/(k_B T))^{1/2}$ 是对沿纳米线不同位置的重叠涨落修正, 其数值接近 1. (21) 式和 (22) 式即热激发相位滑移 LAMH 理论, LAMH 模型在形式上与 Little 模型一致, 仅相差一些系数. 由于 LAMH 模型基于 GL 方程, 因此仅适用于 T_c 附近的温区.

3.3 量子相位滑移

从经典观点来看, 相位滑移发生时, 存在一定势垒阻碍弛豫过程. 单粒子通过势垒的隧穿是量子力学的一个标志, 这个概念可以扩展到超导序参量的弛豫过程. 由于宏观上成对的电子构成超导波函数, 只有它们的集体行为才导致序参量隧穿, 这种隧穿被称为量子相位滑移 (QPS), 以区别于经典的热激发相位滑移. QPS 可以在 0 K 下发生, 以至于完全耗尽超导电性.

1988 年, Giordano^[61] 在实验中发现, TAPS 理论不能解释铜纳米线在低温 ($T < 0.5 T_c$) 下的电阻曲线, 他首次提出由于宏观量子隧穿引起了量子相位滑移, 并且使用 TDGL (time-dependent Ginzburg-Landau) 理论给出了相关的计算公式. Giordano 把 LAMH 模型中的 $k_B T$ 因子替换成 \hbar/τ_{GL} , 得到了一个具有启发性的结果.

Golubev 和 Zaikin 在后来的工作中给出了更为准确的微观解释^[62-64]. 他们认为 Giordano 模型采用了 TDGL 方法, 而 TDGL 方法对 QPS 概率的计算存在缺陷, 原因如下: TDGL 理论仅在温度接近 T_c 时有效, 而 QPS 事件可以发生在远低于 T_c 的温度下; TDGL 没有考虑 QPS 核心内准粒子产生的耗散效应; TDGL 不足以正确描述 QPS 事件中导线上及其周围的电磁场. 在此基础上, Golubev 和 Zaikin 提出了 QPS 的微观模型, 该模型考虑了相位滑移中心内外的耗散效应. 模型认为, 考虑导行电磁场是很重要的, 因为相位滑移不是局部的事件, 它与电磁环境相互耦合, 每一个相位滑移都会产生不稳定性, 然后以纵向电磁波的形式, 即 Mooij-Schón 模^[65], 在纳米线中传播, 这种等离子模式将能量从相位滑移中心带走, 最终以焦耳热的形式耗散.

Zaikin 把 QPS 的频率写为 $\Gamma_{\text{QPS}} = \Omega \exp(-S_{\text{QPS}})$, 其中 Ω 为发生 QPS 的尝试频率, S_{QPS} 是 QPS 有效作用因子. Zaikin 认为 S_{QPS} 由两部分组成: $S_{\text{QPS}} = S_{\text{core}} + S_{\text{out}}$, 其中 S_{core} 考虑 QPS 核心区域, 由凝结能和正常电流耗散决定; S_{out} 取决于电磁场在 QPS 核心外的传播. 在 QPS 核心外, 序参量的绝对值保持一定的均值, 只有序参量的相位在空间和时间上发生变化. Zaikin 计算得到 S_{out} 和 S_{core} 分别为^[64]:

$$S_{\text{out}} = \mu \ln \left(\frac{\min(c_0\beta, X)}{\max(c_0\tau_0, x_0)} \right), \quad (23)$$

$$S_{\text{core}} = \frac{bN_0S(\Delta_0\xi)^{\frac{4}{3}}}{c_0^{\frac{1}{3}}}, \quad (24)$$

其中: τ_0 和 x_0 分别是 QPS 的典型持续时间和空间距离, 这些参数来自于最小化 S_{core} ; $c_0=(L_k C_1)^{1/2}$ 是 Mooij-Schön 等离子体速度, $L_k = 4\pi\lambda_L^2/\sigma$ 是动态电感, λ_L 是磁场穿透深度, C_1 是纳米线的单位长度电感; μ 是表征一维超导体内部电磁激励阻尼的无量纲参数; b 是约等于 1 的常数. 为了评估 S_{QPS} , 需要选择描述相位转移过程的试验函数 [63]:

$$|\delta\Delta(x, \tau)| = \Delta \exp \left(\frac{-x^2}{2x_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2} \right), \quad (25)$$

$$\varphi(x, \tau) = -\frac{\pi}{2} \tanh \left(\frac{x\tau_0}{x_0\tau} \right). \quad (26)$$

描述序参量幅值和相位的时空变化, 如图 6 所示.

根据 τ_0 和 x_0 将 S_{core} 最小化, Golubev 和 Zaikin 得到了 S_{QPS} 结果如下 [63]:

$$S_{\text{QPS}} = A \frac{R_q L}{R_N \xi}, \quad (27)$$

其中 A 是数值常数, 取决于试验函数. 如果纳米线的电容效应很小, 即对于长度足够短的纳米线, 满足下列关系, (27) 式是成立的 [63]:

$$L \ll \xi \frac{e^2 N_0 \sigma}{C_1}, \quad (28)$$

其中 N_0 是费米面的态密度. Golubev 和 Zaikin 认为, 对于大部分材料, 只要纳米线的长度低于 $10 \mu\text{m}$, (28) 式都成立. 最终可以得到由 QPS 引起的电阻值 R_{QPS} 为

$$R_{\text{QPS}}(T) = BR_q S_{\text{QPS}} \frac{L}{\xi(T)} \exp(-S_{\text{QPS}}), \quad (29)$$

其中, A, B 均为拟合常数, L 为纳米线长.

至此, 关于相位转移的 TAPS 和 QPS 已经基本形成, TAPS 主要作用于临近 T_c 的温区, 而 QPS 作用于远低于 T_c 的温区, 二者存在一定的重合区间, 一般来说, $0.7T_c$ 是二者的分界线. 上述理论基本能解释绝大多数的相位转移现象, 后人在此基础上, 又进一步提出了新的理论, 基本上是对这些理论的补充.

3.4 相干量子相位转移

相干量子相位转移 (coherent quantum phase slip, CQPS) 是超导现象发现以来的一个预言现象, 是宏观量子隧穿的有力例证, 主要发生于一维超导体中, 即厚度和宽度都小于超导相干长度的纳米线 [66]. 在纳米线的两端, 不同数目的磁通量子对应于不同的量子态, 这些量子态之间发生相干量子隧穿 (coherent quantum tunneling), 系统最终呈现出这些量子态的叠加态, 此即 CQPS 现象 [67]. 另一方面, 如果 QPS 过程的强度不足以使纳米线两端出现这种不同磁通量子数对应量子态的叠加状态, 那么就会出现非相干的相位转移过程, 这种非相干相位转移导致纳米线出现耗散, 产生 2π 的相位突变, 每一个相位转移过程都对应着一个磁通量子从纳米线的一段传输到另一端 [67]. CQPS 是约瑟夫森结的电荷-磁通对偶现象, 在约瑟夫森结中, 这种现象是由弱连两侧对应于不同数量的库珀对的量子态之间的相干量子隧穿效应引起的, 是电荷在超导线中相干传输的现象. 约瑟夫森效应有助于

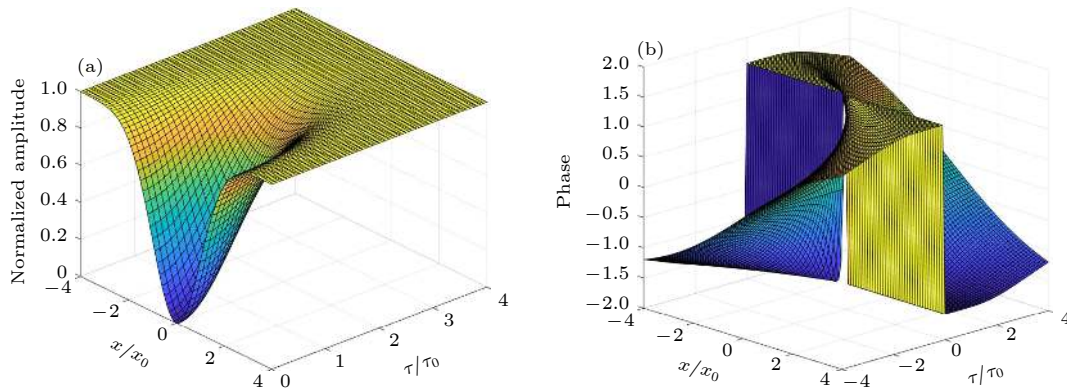


图 6 相位转移过程的时空变化 (a) 幅值变化; (b) 是相位变化. 在 $\tau = 0$ 时, 序参量的幅值变为 0, 相位发生 2π 的改变

Fig. 6. Temporal-spatial evolution of the phase slip: (a) Amplitude evolution; (b) phase evolution. The absolute value of the order parameter is suppressed to zero allowing the phase to flip by 2π at $\tau = 0$.

制定电压标准, 相干量子相位滑移器件有望构建电流标准, 可以达到非常高的精度, 也有望应用在量子比特的制备中^[68].

2004年, Buchler 在实验中总结出连续的量子相位滑移事件可以是相干的^[69]. Mooij 等^[70]于2006年从理论上证明了, 量子相位滑移和约瑟夫森结中的库珀对隧穿是对偶的行为, 会存在相干量子相位滑移现象, 并且建议开展可行的实验来验证这个观点. 2012年, Astafiev 等^[66]在由强无序氧化铟制成的超导回路中首次观察到 CQPS 现象. CQPS 的一个特征是超导纳米线直流偏置下的零电导现象, 如图 7(a) 所示, 纳米线的电流出现在转变电压 V_c 之后, 这种现象类似于约瑟夫森节的库伦阻塞效应^[67].

相位滑移中心 (phase slip center, PSC) 与孤立的相位滑移不同, 在沿着纳米线方向的一个或者多个位置, 超导电流周期性的达到 I_c , 并且以约瑟夫森频率 $\nu = 2eV/h$ 在 0 和 I_c 之间振荡, 导致纳米线超导电性的耗散. PSC 最初在细的锡单晶 $R-T$ 曲线中被观察到, 随后在锡晶须 $I-V$ 曲线中也观察到了类似的现象^[71]. 在横截面维度超过相干长度的纳米线中, PSC 会转变为相位滑移线 (phase slip line, PCL)^[72]. 基于 Nb 纳米线的研究发现: 当偏置电流超过超导临界电流时, PSC 最终会形成一个正常区域, 也就是热点, 其内部温度超过了超导临界温度^[73], 这个热点在电流协助下持续增大, 最终使纳米线完全失超.

超导纳米线 $I-V$ 曲线中的电流分支跳变是

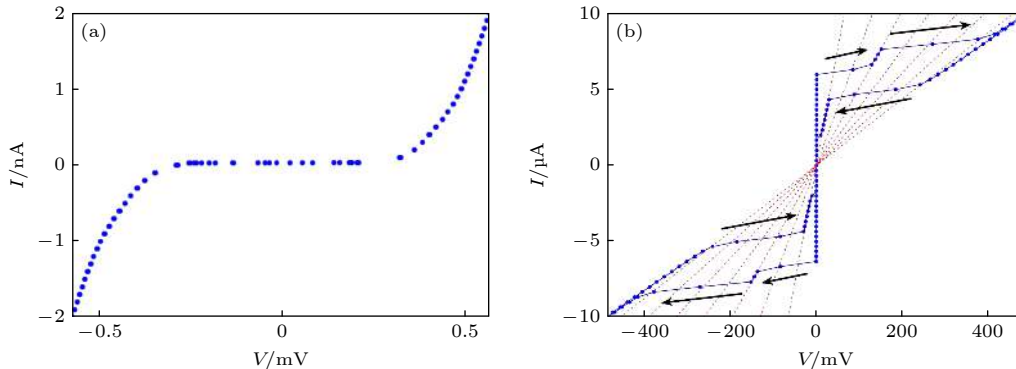


图 7 CQPS 和 PSC (a) 超导纳米线的电流存在一个大约为 300 μV 的临界电压, 这预示着 CQPS 现象^[67]; (b) 相位滑移中心在 $I-V$ 曲线中的体现, 虚线所对应的电阻值是 R_q 的整数倍^[67]

Fig. 7. The CQPS and PSC: (a) No current is measured below the critical voltage $V_c \approx 300 \mu\text{V}$, and this behaviour is suggestive of the presence of coherent quantum phase slip^[67]; (b) PSC in the $I-V$ curve of the SNSPD. The resistance corresponding to the dotted line is integral multiple of quantum resistance R_q ^[67].

PSC 的表现之一, $I-V$ 曲线固定斜率的线段体现的是一段恒定的电阻值, 这个电阻值是量子电阻 R_q 的整数倍, 如图 7(b) 所示^[67]. 除了在 $I-V$ 曲线中, 高偏置下 $R-T$ 曲线中的电阻转折突变也是 PSC 的表现^[56].

相位滑移速率 Γ 定义为每秒钟发生相位滑移的次数, 单位为 Hz, 一般反应在纳米线的 $R-T$ 曲线中, 随着温度的升高和电流的增加而增大. 在实验上可以通过测量超导转变电流 I_{sw} 的分布来计算 Γ . 在测量 I_{sw} 时, 即使电路做了良好的电磁屏蔽, 由于相位滑移的影响, I_{sw} 也会产生一种分布, 这种分布由概率密度 $P(I)$ 描述^[74]:

$$P(I) = \Gamma(I) \left(\frac{dI}{dt} \right)^{-1} \left(1 - \int_0^I P(u) du \right), \quad (30)$$

其中, $\Gamma(I)$ 是在电流为 I 时发生超导转变的速率, dI/dt 是电流扫描的速率. 如果单个相位滑移事件触发超导转变, 那么超导转变速率和相位滑移速率就是相等的. 对于 TAPS, $\Gamma(I) \sim \exp(-F(I, T)/(k_B T))$, $F(I, T)$ 是自由能势垒, 将其与电流 I 线性化之后, $P(I)$ 的解服从 Gumbel 分布^[75]. 由于 (30) 式不存在解析解, 只能由 $P(I)$ 的分布推导出 $\Gamma(I)$ 的数值解^[74]:

$$\Gamma(k) = \frac{dI}{dt} \frac{1}{\Delta I} \ln \left(\frac{\sum_{j=1}^k P(j)}{\sum_{i=1}^{k-1} P(i)} \right), \quad (31)$$

其中 ΔI 是电流扫描的间隔. 实验中经常用这种方法从 I_{sw} 的分布获得超导转变速率 Γ ^[76], 如图 8 所示^[74].

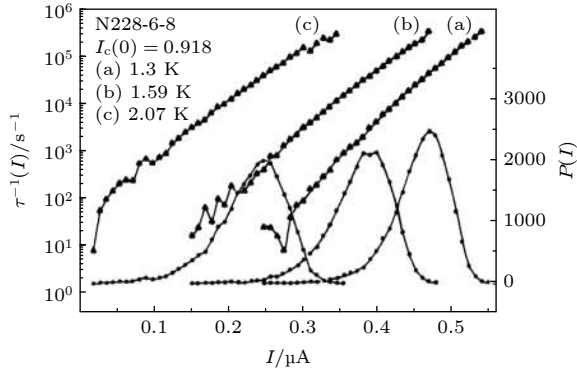


图 8 实验中通过 $P(I)$ 分布获得 $\Gamma(I)$ ^[74]

Fig. 8. Acquiring $\Gamma(I)$ by measuring the distribution of $P(I)$ ^[74].

3.5 相位滑移实验研究进展

自从相位滑移的概念提出以后, 学者们对其进行了大量研究. 由于在一维或者准一维的超导体中相位滑移现象较为显著, 所以实验研究主要在超导纳米线器件上进行. 学者们通过使用各类超导材料 (如 Al, MoGe, NbN), 采用不同的制备工艺 (如 EBL、分子模板), 改变器件的几何结构 (纳米线长度、宽度、厚度), 施加不同的测试条件 (如温度、磁场强度) 等方法, 对超导器件的 $R-T$ 和 $I-V$ 曲线进行研究, 取得了一系列的研究成果.

热激发相位滑移目前具有公认的理论地位, 自 20 世纪 60 年代末发展以来, 它已经被用于各类实验. 为了消除实验测量的 $R-T$ 转变由于样品的不均匀性而导致的微小展宽, 实验上应尽可能研究非常纯的样品. 第一次关于 TAPS 的实验是在自

然生长的锡晶须上进行的^[77,78], 其典型尺寸约为 $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, 实验观察到的超导转变过程可以用 TAPS 模型来描述, 测量的电阻在 $\sim 1 \text{ mK}$ 范围内下降了 5 个数量级, 如图 9(a) 所示.

TAPS 模型的一个显著特点是相位滑移率与电流呈双曲正弦关系, 在早期的锡晶须实验中验证了这一点, 如图 9(b) 所示^[77]. 实验在低于 T_c 的临近温区测量 $I-V$ 曲线, 对系统的热稳定性要求高于 1 mK .

首次观察到超导转变偏离 TAPS 行为的人是 Giordano, 他提出一种启发式模型, 将 LAMH 模型中的 $k_B T$ 替换成 h/τ_{GL} , 来解释 In 和 $\text{Pb}_{0.9}\text{In}_{0.1}$ 超导线的实验数据, 并将其称为量子相位滑移, 如图 9(c) 所示^[61]. 但是他的模型存在一些问题, 比如: 线条的均匀性如何, 为什么不同横截面的两根导线显示的 QPS 产生的电阻有近似相同的斜率, 理论上横截面较小的导线会显示较小的斜率, 这些在他的实验中并不明显.

在 Giordano 的实验基础之上, Tinkham 等^[79,80] 通过实验证明, QPS 是导致 T_c 以下纳米线出现有限电阻的原因. Giordano 使用分子模板法, 将碳纳米管用作制备纳米线的模板, 悬浮于 $\text{Si}/\text{SiO}_x/\text{SiN}$ 衬底上, 再将 $\text{Mo}_{0.79}\text{Ge}_{0.21}$ 沉积在碳纳米管上, 最终制备成了 MoGe 纳米线. Giordano 认为, 纳米线在低温下是否超导, 取决于它们的正常态电阻 R_N 与量子电阻 R_q 的比值. 若 $R_N < R_q$, T_c 以下纳米线进入超导状态; 若 $R_N > R_q$, 低温下 QPS 激增,

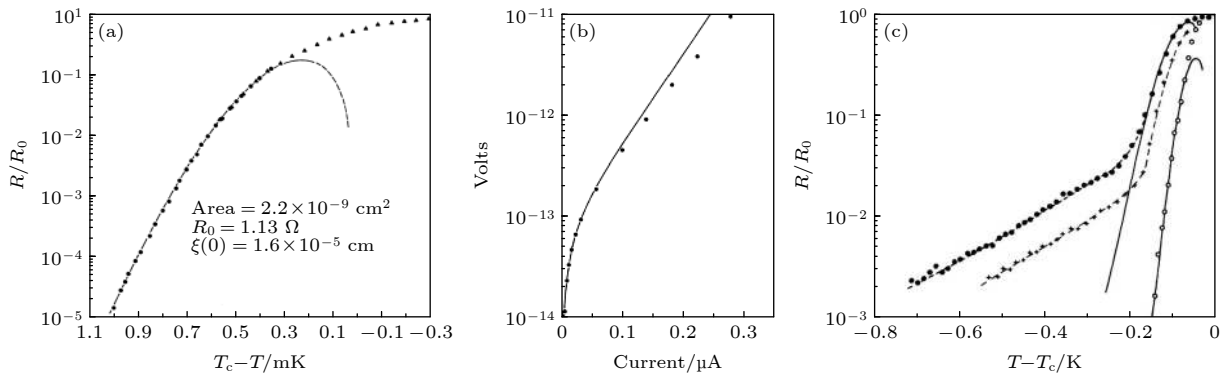


图 9 相位滑移早期实验 (a)Lukens 等^[77] 在锡晶须上测量的 $R-T$ 数据, 虚线是根据 TAPS 公式拟合的结果; (b) 在临近 T_c 的温度测量超导线的 $I-V$ 曲线, 呈现出双曲正弦关系^[77]; (c)Giordano^[61] 首次观察到 In 超导线的 $R-T$ 曲线偏离 TAPS 的行为, 并称之为 QPS 现象

Fig. 9. Early experiments on phase slip: (a) $R-T$ measurement of the tin whisker, and the dotted line is the result of TAPS fitting^[77]; (b) current-voltage characteristics at fixed temperature. Solid line, $V = \sinh I/2I_1$; closed circles, data points^[77]; (c) Giordano^[61] observed the $R-T$ curve of In nanowire deviated from the TAPS theory for the first time and named this phenomenon quantum phase slip.

破坏了纳米线的长程超导性, 纳米线表现为电阻态. 后来 Giordano 进一步修正说法, 即纳米线的单位长度电阻等效于纳米线的面电阻, 该电阻决定了纳米线在低温时的超导状态^[80].

2008 年, Elmurodov 等^[81] 制备了长度不同的 NbN 纳米线, 研究不同长度纳米线的相位滑移现象, 结果表明, 越长的纳米线, 发生相位滑移的频率越高, 如图 10(a) 所示. 虽然实验用的纳米线在 3 个维度上都大于超导相干长度, 但是仍然观察到了相位滑移现象, 实验结果和 TDGL 理论相符合, 同时考虑了热传导效应.

Li 等^[75] 于 2011 年研究了铝纳米线中相位滑移的现象. Li 制备了不同尺寸的纳米线, 在不同温度下测量其 I_c 的均值和标准差, 实验结果分布在 3 个不同的温区. 温度低于 $0.3 T_c$ 时, I_c 标准差与温度变化无关, 呈饱和趋势, 此时主要是 QPS; 温

度处于 $0.3-0.6 T_c$ 之间时, I_c 标准差与温度呈正相关关系, 此时主要为单 TAPS; 当温度高于 $0.6 T_c$ 之后, 标准差迅速降为 0, 这是由于多 TAPS 现象的产生, 如图 10(b) 所示.

2016 年, Zhao 等^[82] 制备了不同厚度的 Nb 纳米线, 纳米线长 6 mm, 宽 520 nm, 在低偏置电流和高偏置电流下分别研究了 Nb 纳米线的 QPS 性能. 结果显示, 纳米线横截面越小, 其 T_c 越低, 超导转变越宽, 越容易出现 QPS 现象. 在较低偏置电流下 (5 nA), 出现了典型的 QPS 现象, 可以用经典的理论解释; 在较高偏置电流下 (100 nA), 出现了新的现象: 随着外加磁场和偏置电流的改变, $R-T$ 曲线开始分离, 分离的电阻值呈现出固定的 5—8 k Ω , 如图 10(c) 所示. Zhao 认为这种情况下, 在长 Nb 纳米线中出现了一部分的相位滑移中心, 这些 PSC 呈现出电阻态, 电阻大小即为 5—8 k Ω ,

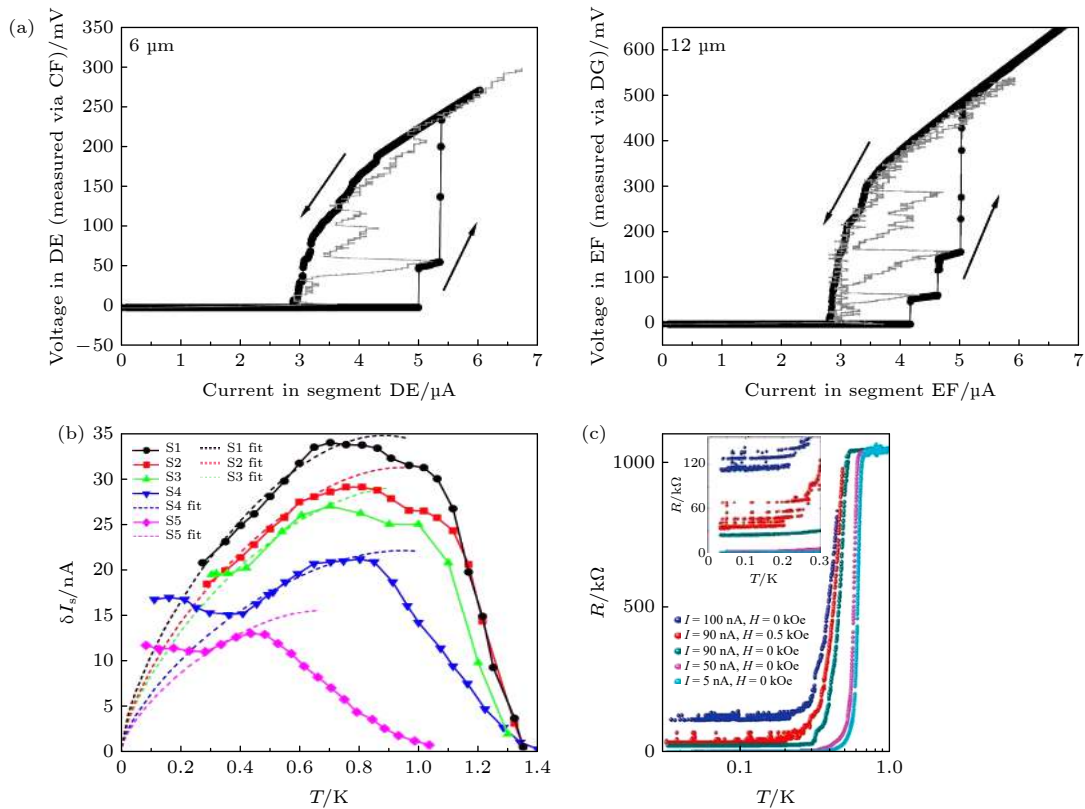


图 10 近期相位滑移实验进展 (a) 随着纳米线长度的增加, 相位滑移的频率同时增加, 黑色线是电流源偏置, 灰色是电压源偏置^[81]; (b) 铝纳米线 I_c 的标准差随温度变化明显分为 3 个区域, 分别对应于 QPS、单 TAPS 和多 TAPS 过程^[75]; (c) 随着外加磁场和电流的改变, Nb 纳米线的 $R-T$ 曲线出现了分离的电阻值, 可能是纳米线的一部分区域产生了相位滑移中心, 而其他区域仍然保持为超导态^[82]

Fig. 10. Current experiments on phase slip: (a) The phase slip rate increases with the increase of length of the nanowire. Black line: current source mode, grey line, voltage source mode^[81]; (b) the standard deviation of the I_c of the Al nanowire is distributed into three distinct temperature zones, corresponding to QPS, single TAPS and multi-TAPS, respectively^[75]; (c) the $R-T$ curves of the Nb nanowire are splitted into different resistance with the change of the current and magnetic field, which may be caused by the phase slip centers emerging in some area of the nanowire^[82].

其长度大约为 30—48 μm , 而其他大部分长度的纳米线, 仍然表现为超导态.

3.6 相位滑移与 SNSPD 光子检测机制的联系

目前越来越多的学者认为相位滑移和 SNSPD 的光子响应存在关联. 2012 年, Delacour 等 [56] 使用 NbN 薄膜制备了厚度为 4 nm、宽度为 100 nm 的纳米线, 在实验中观察到了其 TAPS 和 QPS 的现象, 用相关公式对结果进行拟合, 展示了二者的叠加状态. 实验测量了 I - V 曲线和外加垂直磁场的 R - T 曲线, 都表明了 PSC 的存在. Delacour 将相位滑移现象扩展到 SNSPD 光子响应中, 发现随电流增加, 光响应电压幅值出现先指数上升、再截断的现象, 并证明了 SNSPD 响应的光谱依赖性在低温下减弱. 2017 年, Zhang 等 [83] 研究发现 SNSPD 的超导转变电流和阻抗匹配存在关联, 并推测阻抗匹配电路实现超导转变电流最大的原因可能是: 电路容易释放由于相位滑移形成的临时电阻态.

Lyatti 等认为, 存在一个热点电流 $I_{\text{HS}} = I_c - j_c E_{\text{ph}} / [n_s \Delta (\pi D t_{\text{th}})^{0.5}]$, 只有当偏置电流大于 I_{HS} 时, 光子吸收后才会形成一个局部的热点, 继而在电流的加热作用下, 热点阻断整根纳米线, 纳米线变为正常态. 式中 D 是准粒子扩散系数, t_{th} 是准粒子热化时间, Δ 是超导能隙 [84]. 当偏置电流小于 I_{HS} 时, 纳米线吸收光子会降低纳米线的超导性能, 但是不会产生热点. Madan 等 [85] 认为, 当 $I > I_{\text{HS}}$, 光子吸收使纳米线产生热点, 导致序参量在热点区域局部坍塌. 纳米线从这个瞬态演化到一个具有相滑移过程的状态, 导致纳米线从超导状态转变到电阻状态.

2020 年, Lyatti 等 [84] 制备了 YBCO 纳米线, 对其超导转变电流 I_{sw} 进行了研究, 发现在温度高于和低于交叠温区 T_{cr} 时, I_{sw} 呈现单峰分布; 当温度等于 T_{cr} 时, I_{sw} 呈现多峰分布. 他们认为, 温度高于 T_{cr} 时, 相位滑移主要由 TAPS 引发, 温度低于 T_{cr} 时, 相位滑移主要由 QPS 引发; 而处在交叠温区时, 由于纳米线存在分离的能级, 导致相位滑移具有多重隧穿途径, 因此 I_{sw} 的分布呈现为多峰状态, 如图 11 所示. 随后, Lyatti 在针对光响应的研究中, 也发现了相应的能级分离现象. Lyatti 认为, 由于纳米线吸收光子, 序参量发生局部坍塌, 出现振荡相位滑移过程, 纳米线进入电阻状态.

光子吸收改变了纳米线中相滑移过程的数目, 即纳米线的相滑移状态, 他们称之为光子探测的相滑移机制.

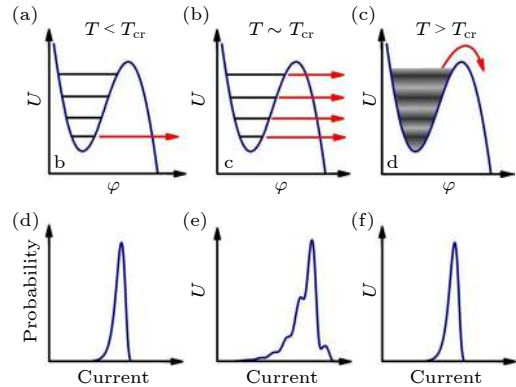


图 11 YBCO 纳米线中能级量子化现象, 并提出了 SNSPD 光子探测的相位滑移解释 [84]

Fig. 11. Energy level quantification in the YBCO nanowire, and the phase-slip based photon detection mechanism of SNSPD is proposed [84].

4 总结与展望

目前还不存在一种理论能解释所有 SNSPD 检测机理实验中观察到的现象. 在探究光子响应机制时, 一种常用的方法是固定入射光子波长和入射光子数, 改变偏置电流 I_b , 测量光子计数率和 I_b 之间的关系. 随着 I_b 增加, 光子计数率曲线一般是先指数上升再达到饱和, 我们把计数率达到饱和的偏置电流值称为 I_{th} (threshold-current), I_{th} 是研究光子探测模型时常用的参数. 扩散热点模型的缺陷是不能解释光子探测时 I_{th} 的位置依赖 (position dependence) 现象, 即对于固定能量的入射光子, I_{th} 依赖于光子在纳米线截面上的吸收位置 [86], Renema 等 [87] 进行的偏振测量实验证实了这种现象. 正常核涡旋模型 (normal-core vortex-model) 是所有模型中最基本的模型, 该模型假设由于快速衰减的序参量, 准粒子被限制在热点以内, 可以使用一个非均衡方程描述准粒子的分布. 当光子吸收位置足够靠近纳米线的边缘时, 该模型的解可以用来描述单涡旋穿越纳米线的情形; 当光子的吸收位置靠近纳米线中心时, 该模型预测涡旋-反涡旋对在热点中形成, 偏置电流足够高时, 涡旋对被拆散, 涡旋朝着相反的方向往纳米线边缘运动, 从而引发正常态. 这个模型能很好地描述实验中获取的光子能量-偏置电流关系, 以及磁场环境下的光子计数

率,然而也不能解释光子探测时 I_{th} 的位置依赖现象. 基于准粒子扩散的涡旋穿越模型 (diffusion-based vortex-entry model) 预测了线性的光子能量-偏置电流关系,这与实验结果吻合得很好^[35],同时这个模型也很好地区分了 I_{th} 的位置依赖关系. 然而,当光子吸收位置太靠近纳米线边界处时,由于纳米线的超导邻近效应,即由于纳米线制备时的缺陷、氧化等原因造成纳米线边缘变成正常态,该模型的预测会产生系统性误差. 此外,基于相位滑移的 SNSPD 光子检测理论目前还处于发展阶段,尚未形成统一的理论.

目前, SNSPD 检测机理的研究还面临一系列具有挑战性的问题,这些问题的解决能使 SNSPD 的发展取得重大突破. 其一,确定从光子吸收到产生正常电阻态区域的时间差,即明确影响时间抖动的微观过程. 光子入射后伴随着库珀对拆散、准粒子扩散、电子-声子散射等复杂物理过程,扩散热点模型和正常核涡旋模型原则上能回答时间抖动的本质问题,但都需要进一步精确描述准粒子扩增和热点形成的过程. 一般来说,从光子吸收到产生正常电阻态的时间差约为几皮秒,使用光子吸收位置分布的统计学分析可以得到 SNSPD 的极限时间抖动.

其二,阐明暗计数形成的机理,即明确 SNSPD 噪声的本质起因. 暗计数是指在无光子入射时 SNSPD 产生的电压脉冲,决定了 SNSPD 的噪声等效功率. 暗计数包括背景辐射暗计数和本征暗计数,背景辐射暗计数源于黑体辐射、偏置电流的电子噪声和外界电磁辐射等,这些可以使用合适的滤波器和电磁屏蔽方式解决. 目前有多种理论解释本征暗计数的来源,包括涡旋穿越、涡旋-反涡旋破对、超导序参量的波动、热激发相位滑移和量子相位滑移等. 阐明暗计数的形成机理一方面有助于提高 SNSPD 的噪声性能,另一方面,由于暗计数和

光子响应有诸多相似之处,暗计数形成的机理研究也有助于加深我们对光子检测机理的理解.

其三,明确涡旋对于解释 SNSPD 光子探测机理的适用条件,即探索涡旋无关的 SNSPD 光子响应机理. 近期对 WSi 纳米线 SNSPD 的研究表明^[88,89],这种器件可以工作于高达 $0.7T_c$ 的温度,并且探测效率在饱和区域相当平缓,这是目前其他材料不可比拟的优势. 此外,由于 WSi 是非晶材料,具有低 T_c 和低电子态密度,在吸收中远红外的低能量光子后可形成较大的正常电阻态区域,这启发我们在研究不同超导材料的 SNSPD 时,探索涡旋在 SNSPD 光子响应理论中的适用条件;另一方面,由于涡旋在宽度小于 4.4ξ 的纳米线中不能形成,针对极窄线宽的 SNSPD,未来有可能发展出一种无需涡旋参与的 SNSPD 光子探测理论.

深入理解和厘清 SNSPD 光子响应过程是 SNSPD 发展的前提和基础. SNSPD 的热点模型、涡旋模型与相位滑移模型各有特点、各有长短,三种模型是对 SNSPD 光子检测理解的不断深入. 热点模型启发于物理直觉,是一种唯象模型,由热力学出发,研究电子-声子等准粒子体系的相互作用;涡旋模型是基于电磁学的解释,由 GL 方程和电磁学方程出发,研究涡旋在超导体中的运动及其带来的超导态耗散;相位滑移模型是基于量子力学的解释,由超导波函数出发,研究热扰动和宏观量子隧穿引发的超导态耗散. 同时这三种模型又是相互联系的:热点的形成降低了涡旋穿越的势垒^[45,46],每一个相位滑移事件都伴随着磁通量子从纳米线的一段穿越到另一端^[67],类似于涡旋穿越的过程. 这三种理论的总结如表 1 所示.

基于相位滑移理论的 SNSPD 光子检测模型是未来的一个重要发展方向. 相位滑移模型从热扰动和宏观量子隧穿的角度探究纳米线的光响应过程,与热点模型、涡旋模型不存在冲突. 由于相位

表 1 热点模型、涡旋模型、相位滑移模型特点总结

Table 1. The summary of the hot spot model, vortex-based model and phase-slip-based model.

| 模型名称 | 基本内容 | 适用范围 | 特点 | 不足 |
|--------|-------------------------------|-------------------|------------------------|---------------------------------------|
| 热点模型 | 纳米线吸收光子形成热点,热点在电流作用下长大,破坏超导电性 | 适用于光子波长较短、能量较强的情况 | 唯象模型,基于热力学,理论体系完备 | 存在截止波长,但是在实验上并未发现 |
| 涡旋模型 | 光子入射形成涡旋或者VAP,涡旋穿越纳米线,破坏超导电性 | 适用于光子波长较长、能量较弱的情况 | 基于电磁学理论,发展较为成熟 | 存在尺寸效应:一般认为,宽度小于 4.41ξ 的弱连接中不存在涡旋 |
| 相位滑移模型 | 光子入射使相位滑移事件大量发生,破坏了纳米线的超导电性 | 从短波到长波光均适用 | 基于量子力学,能解释宽光谱、窄线条的光子响应 | 发展较晚,还未形成完备的理论体系 |

滑移模型是建立在量子力学之上的微观解释, 能避免热点模型和涡旋模型的短板, 未来有可能在相位滑移理论的基础上发展出统一的 SNSPD 光子检测理论, 这种理论可以解释目前光子检测机理实验中发现的 I_{th} 位置依赖现象, 也能解释不同材料制备的 SNSPD 在不同测试环境中所表现的光子能量-偏置电流依赖关系. 下一步, 我们将研究光子入射和相位滑移之间的定量关系, 揭示纳米线吸收光子对相位滑移事件的影响, 探索发展统一的相位滑移模型.

参考文献

- [1] Omnes H K 1911 *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden* **120b** 1479
- [2] Meissner W, Ochsenfeld R 1933 *Naturwissenschaften* **21** 787
- [3] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R 1957 *Phys. Rev.* **108** 1175
- [4] Josephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251
- [5] Guo W, Liu X, Wang Y, Wei Q, Wei L F, Hubmayr J, Fowler J, Ullom J, Vale L, Vissers M R, Gao J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 212601
- [6] Shi Q, Lin Z H, Yang J P, Li J, Shi S C 2017 *J. Microwaves* **S1** 266 (in Chinese) [石晴, 林镇辉, 杨瑾屏, 李婧, 史生才 2017 微波学报 **S1** 266]
- [7] Huang H B, Wu Y, Wang J, Bian Y B, Wang X, Li G Q, Zhang X Q, Li C G, Sun L, He Y S 2018 *Physica C* **550** 78
- [8] Cui W, Chen L B, Gao B, Guo F L, Jin H, Wang G L, Wang L, Wang J J, Wang W, Wang Z S, Wang Z, Yuan F, Zhang W 2020 *J. Low Temp. Phys.* **199** 502
- [9] Gol'tsman G N, Okunev O, Chulkova G, Lipatov A, Semenov A, Smirnov K, Voronov B, Dzardanov A, Williams C, Sobolewski R 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 705
- [10] Reddy D V, Nerem R R, Nam S W, Mirin R P, Verma V B 2020 *Optica* **7** 1649
- [11] Hu P, Li H, You L X, Wang H Q, Xiao Y, Huang J, Yang X Y, Zhang W J, Wang Z, Xie X M 2020 *Opt. Express* **28** 36884
- [12] J. Chang, J. W. N. Los, J. O. Tenorio-Pearl, N. Noordzij, R. Gourgues, A. Guardiani, J. R. Zichi, S. F. Pereira, H. P. Urbach, V. Zwiller, S. N. Dorenbos, and I. Esmail Zedeh 2021 *APL Photonics* **6** 036114
- [13] Korzh B, Zhao Q Y, Allmaras J P, Frasca S, Autry T M, Bersin E A, Beyer A D, Briggs R M, Bumble B, Colangelo M, Crouch G M, Dane A E, Gerrits T, Lita A E, Marsili F, Moody G, Pena C, Ramirez E, Rezac J D, Sinclair N, Stevens M J, Velasco A E, Verma V B, Wollman E E, Xie S, Zhu D, Hale P D, Spiropulu M, Silverman K L, Mirin R P, Nam S W, Kozorezov A G, Shaw M D, Berggren K K 2020 *Nat. Photonics* **14** 250
- [14] Hadfield R H, Habif J L, Schlafer J, Schwall R E, Nam S W 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 241129
- [15] Hadfield R H 2009 *Nat. Photonics* **3** 696
- [16] Stevens M J, Hadfield R H, Schwall R E, Nam S W, Mirin R P, Gupta J A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 031109
- [17] Hadfield R H, Stevens M J, Gruber S S, Miller A J, Schwall R E, Mirin R P, Nam S W 2005 *Opt. Express* **13** 10846
- [18] Robinson B S, Kerman A J, Dauler E A, Barron R O, Caplan D O, Stevens M L, Carney J J, Hamilton S A, Yang J K W, Berggren K K 2006 *Opt. Lett.* **31** 444
- [19] Zhang B, Guan Y Q, Xia L H, Dong D X, Chen Q, Xu C, Wu C, Huang H X, Zhang L B, Kang L, Chen J, Wu P H 2021 *Supercond. Sci. Technol.* **34** 034005
- [20] Xue L, Li Z L, Zhang L B, Zhai D S, Li Y Q, Zhang S, Li M, Kang L, Chen J, Wu P H, Xiong Y H 2016 *Opt. Lett.* **41** 3848
- [21] Chen J P, Zhang C, Liu Y, Jiang C, Zhang W, Hu X L, Guan J Y, Yu Z W, Xu H, Lin J, Li M J, Chen H, Li H, You L X, Wang Z, Wang X B, Zhang Q, Pan J W 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 070501
- [22] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, Chen M C, Peng L C, Luo Y H, Qin J, Wu D, Ding X, Hu Y, Hu P, Yang X Y, Zhang W J, Li H, Li Y X, Jiang X, Gan L, Yang G W, You L X, Wang Z, Li L, Liu N L, Lu C Y, Pan J W 2020 *Science* **370** 1460
- [23] Chi X M, Zou K, Gu C, Zichi J, Cheng Y H, Hu N, Lan X J, Chen S F, Lin Z Z, Zwiller V, Hu X L 2018 *Opt. Lett.* **43** 5017
- [24] Zhang L B, Zhong Y L, Kang L, Chen J, Ji Z M, Xu W W, Cao C H 2008 *Chinese Sci. Bull.* **53** 0023 (in Chinese) [张蜡宝, 钟扬音, 康琳, 陈健, 吉争鸣, 许伟伟, 曹春海 2008 科学通报 **53** 0023]
- [25] Chen Q, Ge R, Zhang L B, Li F Y, Zhang B, Jin F F, Han H, Dai Y, He G L, Fei Y, Wang X H, Wang H, Jia X Q, Zhao Q Y, Tu X C, Kang L, Chen J, Wu P H 2021 *Sci. Bull.*
- [26] Zhang H T, Li Z L, Tang R F, Zhai D S, Li R W, Pi X Y, Fu H L, Li Y Q 2020 *Infrared Laser Eng.* **49** 1007 (in Chinese) [张海涛, 李祝莲, 汤儒峰, 翟东升, 李荣旺, 皮晓宇, 伏红林, 李语强 2020 红外与激光工程 **49** 1007]
- [27] Gao T Q, Zhang C S, Li M, Li Y Q, Han X D, Lian J X, Liu S Q, Li Z B, Tu L C, Wu X L, Yang S Q, Ye X J, Yan Y, Zhang L B, Zhang H B, Zhang J X, Zhou L X, Zhao Y Z, Zhao H C 2021 *J. Sun Yat-Sen Univ.* **60** 247 (in Chinese) [高添泉, 张才士, 李明, 李语强, 韩西达, 练军想, 刘胜前, 黎博彪, 涂良成, 吴先霖, 杨山清, 叶贤基, 闫勇, 张蜡宝, 张鸿博, 张锦绣, 周立祥, 赵勇志, 赵宏超 2021 中山大学学报 **60** 247]
- [28] Zhu J, Chen Y J, Zhang L B, Jia X Q, Feng Z J, Wu G H, Yan X C, Zhai J Q, Wu Y, Chen Q, Zhou X Y, Wang Z Z, Zhang C, Kang L, Chen J, Wu P H 2017 *Sci. Rep.* **7** 15113
- [29] Yu J, Zhang R L, Gao Y F, Sheng Z H, Gu M, Sun Q C, Liao J L, Wu T, Lin Z Y, Wu P H, Kang L, Li H, Zhang L B, Zheng W 2020 *Opt. Lett.* **45** 394684
- [30] Zhang S, Tao X, Feng Z J, Wu G H, Xue L, Yan X C, Zhang L B, Jia X Q, Wang Z Z, Sun J, Dong G Y, Kang L, Wu P H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 188501 (in Chinese) [张森, 陶旭, 冯志军, 吴淦华, 薛莉, 闫夏超, 张蜡宝, 贾小氢, 王治中, 孙俊, 董光焰, 康琳, 吴培亨 2016 物理学报 **65** 188501]
- [31] Semenov A D, Gol'tsman G N, Korneev A A 2001 *Physica C* **351** 349
- [32] Semenov A, Engel A, Hubers H W, Il'in K, Siegel M 2005 *Eur. Phys. J. B* **47** 495
- [33] Kadin A M, Leung M, Smith A D 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3193
- [34] Likharev K K 1979 *Rev. Mod. Phys.* **51** 101
- [35] Renema J J, Gaudio R, Wang Q, Zhou Z, Gaggero A, Mattioli F, Leoni R, Sahin D, de Dood M J A, Fiore A, van Exter M P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 117604
- [36] Little W A 1967 *Phys. Rev.* **156** 396
- [37] Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H 2012 *Supercond. Sci. Technol.* **25** 06300116
- [38] Testardi L R 1971 *Phys. Rev. B* **4** 2189
- [39] Skoepol W J, Beasley M R, Tinkham M 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 4054

- [40] Semenov A D, Nebosis R S, Gousev Y P, Heusinger M A, Renk K F 1995 *Phys. Rev. B* **52** 581
- [41] Kadin A M, Johnson M W 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 3938
- [42] Yang J K W, Kerman A J, Dauler E A, Anant V, Rosfjord K M, Berggren K K 2007 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 581
- [43] Vodolazov D Y 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 03401419
- [44] Sun M J, Liu Y W 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 247505 (in Chinese) [孙明娟, 刘要稳 2015 物理学报 **64** 247505]
- [45] Bulaevskii L N, Graf M J, Batista C D, Kogan V G 2011 *Phys. Rev. B* **83** 144526
- [46] Bulaevskii L N, Graf M J, Kogan V G 2012 *Phys. Rev. B* **85** 014505
- [47] Marsili F, Bellei F, Najafi F, Dane A E, Dauler E A, Molnar R J, Berggren K K 2012 *Nano Lett.* **12** 4799
- [48] Renema J J, Frucci G, Zhou Z, Mattioli F, Gaggero A, Leoni R, de Dood M J A, Fiore A, van Exter M P 2013 *Phys. Rev. B* **87** 174526
- [49] Suzuki K, Shiki S, Ukibe M, Koike M, Miki S, Wang Z, Ohkubo M 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 083101
- [50] Hofherr M, Rall D, Ilin K, Siegel M, Semenov A, Huebers H W, Gippius N A 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 014507
- [51] Gurevich A, Vinokur V M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 227007
- [52] Wang Y, Li H, You L X, Lv C L, Wang H Q, Zhang X Y, Zhang W J, Zhou H, Zhang L, Yang X Y, Wang Z 2019 *Chin. Phys. B* **28** 0785024
- [53] Caloz M, Korzh B, Timoney N, Weiss M, Gariglio S, Warburton R J, Schonenberger C, Renema J, Zbinden H, Bussieres F 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 0831064
- [54] Gaudio R, Renema J J, Zhou Z L, Verma V B, Lita A E, Shainline J, Stevens M J, Mirin R P, Nam S W, van Exter M P, de Dood M J A, Fiore A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 0311014
- [55] Vodolazov D Y, Korneeva Y P, Semenov A V, Korneev A A, Goltsman G N 2015 *Phys. Rev. B* **92** 1045039
- [56] Delacour C, Pannetier B, Villegier J C, Bouchiat V 2012 *Nano Lett.* **12** 3501
- [57] Bezryadin A 2008 *J. Phys.-Condes. Matter* **20** 043202
- [58] Langer J S, Ambegaokar V 1967 *Phys. Rev.* **164** 498
- [59] Gorkov L P 1958 *Soviet Phys. JETP-USSR* **7** 505
- [60] McCumber D E, Halperin B I 1970 *Phys. Rev. B-Solid State* **1** 1054
- [61] Giordano N 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2137
- [62] Arutyunov K Y, Golubev D S, Zaikin A D 2008 *Phys. Rep.-Rev. Sec. Phys. Lett.* **464** 1
- [63] Golubev D S, Zaikin A D 2001 *Phys. Rev. B* **64** 014504
- [64] Zaikin A D, Golubev D S, vanOtterlo A, Zimanyi G T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1552
- [65] Mooij J E, Schon G 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 114
- [66] Astafiev O V, Ioffe L B, Kafanov S, Pashkin Y A, Arutyunov K Y, Shahar D, Cohen O, Tsai J S 2012 *Nature* **484** 355
- [67] Constantino N G N, Anwar M S, Kennedy O W, Dang M Y, Warburton P A, Fenton J C 2018 *Nanomaterials* **8** 442
- [68] Hriscu A M, Nazarov Y V 2011 *Phys. Rev. B* **83** 174511
- [69] Buchler H P, Geshkenbein V B, Blatter G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 067007
- [70] Mooij J E, Nazarov Y V 2006 *Nat. Phys.* **2** 169
- [71] Webb W W, Warburton R J 1968 *Phys. Rev. Lett.* **20** 461
- [72] Sivakov A G, Glukhov A M, Omelyanchouk A N, Koval Y, Muller P, Ustinov A V 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 267001
- [73] Ladan F R, Harrabi K, Rosticher M, Mathieu P, Maneval J P, Villard C 2008 *J. Low Temp. Phys.* **153** 103
- [74] Fulton T A, Dunkleberger L N 1974 *Phys. Rev. B* **9** 4760
- [75] Li P, Wu P M, Bomze Y, Borzenets I V, Finkelstein G, Chang A M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 137004
- [76] Sahu M, Bae M H, Rogachev A, Pekker D, Wei T C, Shah N, Goldbart P M, Bezryadin A 2009 *Nat. Phys.* **5** 503
- [77] Lukens J E, Warburton R J, Webb W W 1970 *Phys. Rev. Lett.* **25** 1180
- [78] Newbower R S, Tinkham M, Beasley M R 1972 *Phys. Rev. B* **5** 864
- [79] Bezryadin A, Lau C N, Tinkham M 2000 *Nature* **404** 971
- [80] Lau C N, Markovic N, Bockrath M, Bezryadin A, Tinkham M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 217003
- [81] Elmurodov A K, Peeters F M, Vodolazov D Y, Michotte S, Adam S, de Horne F d M, Piraux L, Lucot D, Mailly D 2008 *Phys. Rev. B* **78** 214519
- [82] Zhao W W, Liu X, Chan M H W 2016 *Nano Lett.* **16** 1173
- [83] Zhang L B, Yan X C, Jia X Q, Chen J, Kang L, Wu P H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 0726025
- [84] Lyatti M, Wolff M A, Gundareva I, Kruth M, Ferrari S, Dunin-Borkowski R E, Schuck C 2020 *Nat. Commun.* **11** 763
- [85] Madan I, Buh J, Baranov V V, Kabanov V V, Mrzel A, Mihailovic D 2018 *Sci. Adv.* **4** eaao0043
- [86] Anant V, Kerman A J, Dauler E A, Yang J K W, Rosfjord K M, Berggren K K 2008 *Opt. Express* **16** 10750
- [87] Renema J J, Wang Q, Gaudio R, Komen I, Op't Hoog K, Sahin D, Schilling A, van Exter M P, Fiore A, Engel A, de Dood M J A 2015 *Nano Lett.* **15** 4541
- [88] Baek B, Lita A E, Verma V, Nam S W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 2511053
- [89] Engel A, Lonsky J, Zhang X F, Schilling A 2015 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25** 2200407

REVIEW

Research progress of photon response mechanism of superconducting nanowire single photon detector^{*}

Zhang Biao Chen Qi Guan Yan-Qiu Jin Fei-Fei Wang Hao
Zhang La-Bao[†] Tu Xue-Cou Zhao Qing-Yuan Jia Xiao-Qing
Kang Lin Chen Jian Wu Pei-Heng

(*Research Institute of Superconductor Electronics, School of Electronic Science and Engineering,
Nanjing University, Nanjing 210023, China*)

(Received 8 April 2021; revised manuscript received 4 May 2021)

Abstract

Superconducting nanowire single photon detector (SNSPD) plays a significant role in plenty of fields such as quantum information, deep space laser communication and lidar, while the mechanism of the photon response process still lacks a recognized theory. It is prerequisite and essential for fabricating high-performance SNSPD to understand in depth and clarify the photon response mechanism of the SNSPD. As mature theories on the SNSPD response progress, hot-spot model and vortex-based model both have their disadvantages: in the former there exists the cut-off wavelength and in the later there is the size effect, so they both need further improving. The Cut-off wavelength means that the detection efficiency of the SNSPD drops to zero with the increase of light wavelength, which is indicated by the hot-spot model but not yet observed in experiment. The size effect implies that the vortex does not exist in the weak link with the width less than 4.41ξ , where ξ is the GL coherence length. Phase slip is responsible for the intrinsic dissipation of superconductors, which promises to expound the SNSPD photon response progress and to establish a complete theory. This paper reviews and discusses the fundamental conception, the development history and the research progress of the hot-spot models, i.e. the vortex-based model and the superconductor phase slips, providing a reference for studying the SNSPD photon response mechanism.

Keywords: superconducting single photon detector, hot-spot model, vortex-based model, phase slip

PACS: 85.25.Pb

DOI: 10.7498/aps.70.20210652

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304002), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12033002, 62071218, 61521001, 62071214, 61801206, 11227904), the Key-Area Research and Development Program of Guangdong Province, China (Grant No. 2020B0303020001), the Excellent Youth Foundation of Jiangsu Natural Science Foundation, China (Grant No. BK20200060), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, the Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions (PAPD), the Recruitment Program for Young Professionals, China, the Qing Lan Project and the Jiangsu Provincial Key Laboratory of Advanced Manipulating Technique of Electromagnetic Waves, China.

[†] Corresponding author. E-mail: lzhang@nju.edu.cn