

5—10  $\mu\text{m}$  波段超导单光子探测器设计与研制\*陈奇 戴越 李飞燕 张彪 李昊辰 谭静柔 汪潇涵 何广龙  
费越 王昊 张蜡宝<sup>†</sup> 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)

(2022年8月7日收到; 2022年9月11日收到修改稿)

高性能的中长波单光子探测器在红外天文和军事国防领域具有重要的研究价值,也是单光子探测技术领域的研究难点. 超导纳米线单光子探测器在近红外波段已经展示出优异的性能,但如何进一步提高器件的探测截止波长  $\lambda_c$  是一个受到广泛关注的话题. 本文探讨了一种通过超导无序调控辅助提高  $\lambda_c$  的方法,设计并制备出工作波段为 5—10  $\mu\text{m}$  的超导单光子探测器. 理论分析表明,增大衡量无序强度的主要评价因子即薄膜方块电阻  $R_s$ ,将有利于增大  $\lambda_c$ ,如当纳米线宽保持在 30 nm 且  $R_s > 380 \Omega/\text{square}$  时,可使得  $\lambda_c > 10 \mu\text{m}$ . 实验测得  $R_s$  约为 320  $\Omega/\text{square}$  的  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  红外器件在 6  $\mu\text{m}$  波长上可以获得完全饱和的量子效率. 此外,当器件工作在  $0.9I_{\text{SW}}$  ( $I_{\text{SW}}$  为纳米线超导转变电流) 的偏置电流下时,在 10.2  $\mu\text{m}$  波长上的量子效率达到 53%.

**关键词:** 中长波红外, 单光子探测, 超导纳米线, 无序**PACS:** 85.25.-j, 81.07.-b, 95.55.Aq, 85.40.Ls**DOI:** 10.7498/aps.71.20221594

## 1 引言

作为诸多现代化高科技装备的眼睛,先进红外探测器受到了越来越广泛的关注. 在极限灵敏探测领域,超导纳米线单光子探测器 (superconducting nanowire single-photon detector, SNSPD) 已在近红外波段展现了极好的工作性能,如系统探测效率大于 98%<sup>[1,2]</sup> 以及时间分辨率小于 3 ps<sup>[3]</sup> 等. 理论研究表明, SNSPD 的工作波长可进一步覆盖中长波红外光谱,实现高性能中长波红外 SNSPD 的研制对许多前沿科学技术领域具有重要的应用价值: 喷气推进实验室 (JPL) 与国家标准与技术研究所 (NIST) 研究表明采用高性能的中红外 SNSPD 可有效提高未来“起源号”太空望远镜上装载的系外行星传输光谱仪的工作稳定性<sup>[4]</sup>; Chen 等<sup>[5]</sup> 基于高

时间精度和高光谱分辨率 SNSPD 的中红外光谱仪系统揭示了分子科学领域的新规律; 美国国防高级研究计划局 (DARPA) 在其“Invisible Headlights”项目中已联合麻省理工学院将打造一款基于中长波红外 SNSPD 的全新无源 3D 视觉传感器,来提高其军事装备的隐蔽性<sup>[6]</sup>. 然而,随着探测波长的增大,常规 SNSPD 的量子效率  $\eta_i$  呈指数形式下降<sup>[7]</sup>,如何有效提高 SNSPD 在中长波红外波段上的  $\eta_i$ ,成为了其发展方向上的一个关键性难点.

探测截止波长  $\lambda_c$  是表征 SNSPD 量子效率  $\eta_i$  能够达到饱和的最长波长<sup>[8]</sup>. 当前研究表明,纳米线的超导能隙  $\Delta$  和截面尺寸是影响 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_c$  的两大因素. 一方面,减小  $\Delta$  可以使相同能量的单光子在超导纳米线上破坏更多的库珀对. 目前用于研制中红外 SNSPD 的低能隙超导材料主要有 WSi<sup>[9]</sup> 和 MoSi<sup>[10]</sup>. 另一方面,根据二流

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12033002, 62101240, 62071218, 62071214, 61801206, 11227904)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304002)、广东省重点领域研究与发展计划 (批准号: 2020B030302001) 和江苏省自然科学基金 (批准号: BK202010177) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: Lzhang@nju.edu.cn

体模型, 减小纳米线宽  $w$  可以使纳米线截面区域库珀对的总量减小, 从而导致光吸收区域的超导序参量被大幅度抑制. 前期研究中, 我们将  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  超导纳米线的宽度减小到 30 nm, 在 1.55—5.07  $\mu\text{m}$  宽谱上获得了近乎饱和的量子效率<sup>[10]</sup>.

在以上两种技术途径之外, 本文研究发现超导薄膜的无序特性也是影响 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_c$  的一大因素. 超导体的无序特性实际上描述了库珀对的局域化行为<sup>[11]</sup>. 一方面, 当产生强无序现象时, 库珀对之间的长程相干特性被破坏, 使超导序参量离散化, 超导体内部将变成一个个孤立的超导岛, 最终导致超导-绝缘相变的发生<sup>[12,13]</sup>. 但另一方面, 当无序的强度保持在一定程度内时, 孤立的超导岛并不会产生, 因此不会引起超导-绝缘相变. 在此范围内, 随着无序的增强, 库珀对之间的库仑斥力增大, 相互吸引力减小, 使得破坏库珀对形成准粒子所需要的能量减小. 此外, 无序增强也会使得超导体的常温电阻率 (或方块电阻  $R_s$ ) 增大. 由 Einstein-Smoluchowski 关系可知, 超导体费米面上的电子态密度减小, 最终导致相应的库珀对密度降低<sup>[14]</sup>. 从超导单光子探测的角度来看, 超导薄膜无序特性的增强将导致光子激发产生的准粒子云的有效温度更高, 从而增大诱导纳米线发生超导相变的概率.

由此, 在新的技术途径中, 可以考虑通过对超导薄膜无序特性的有效调控来达到增大 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_c$  和量子效率  $\eta_i$  的目的. 超导薄膜的方块电阻  $R_s$  是衡量其无序强度的一个主要评价因子, 一般认为无序越强则  $R_s$  越大<sup>[15]</sup>. 因此, 本文分析了在具有不同结构尺寸的 SNSPD 中,  $R_s$  的大小对  $\lambda_c$  的影响. 理论分析表明, 在不同的线宽条件下,  $R_s$  增大将同步增大  $\lambda_c$ , 这一理论预测在实验中也得到了论证. 本文通过增大  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜的  $R_s$  进一步将相应 SNSPD 的  $\lambda_c$  从低于 5  $\mu\text{m}$  提高到了 6  $\mu\text{m}$ , 同时在 10.2  $\mu\text{m}$  波长上测得量子效率  $\eta_i$  达到 53%.

## 2 理论分析

尽管 SNSPD 的光探测微观机制仍缺乏完善的理论解释, 但研究表明整个光响应过程常伴随着准粒子的倍增和扩散运动. 因此, 本文在理论分析中主要考虑准粒子的影响, 基于唯象准粒子扩散模

型可以得到 SNSPD 的探测截止波长  $\lambda_c$  的计算表达式<sup>[16]</sup>

$$\lambda_c = K \frac{4hce^2 R_s}{3\sqrt{\pi}\Delta^2 w} \sqrt{\frac{D}{\tau_{\text{th}} (1 - I_B/I_{\text{dep}})}}, \quad (1)$$

其中,  $K$  为光子在纳米线上的能量利用率 (即用以有效破坏库珀对并激发产生准粒子的能量占总光子能量的比例),  $h$  为普朗克常数,  $c$  为真空中的光速,  $e$  为单位电荷量,  $R_s$  为超导薄膜的方块电阻,  $\Delta$  为纳米线的超导能隙,  $w$  为纳米线的宽度,  $D$  为超导薄膜的电子扩散系数,  $\tau_{\text{th}}$  为电子热化时间,  $I_B$  为探测器的偏置电流,  $I_{\text{dep}}$  为探测器的破对电流 ( $I_B$  理论上可以达到的最大值). 为充分说明无序对  $\lambda_c$  的影响, 本文将建立不同结构尺寸下  $\lambda_c$  与  $R_s$  的定量数学关系:  $\lambda_c = f(R_s, w)$ .

在 (1) 式中, 由于超导能隙  $\Delta$  同样受到  $R_s$  与  $w$  的影响, 因此在表征  $\lambda_c$ ,  $R_s$  以及  $w$  三者间关系之前, 需要解析三者之间的联系. 首先, 有研究表明  $\Delta$  与探测器工作温度  $T$  以及纳米线超导相变温度  $T_c$  之间存在以下关系<sup>[17]</sup>:

$$\Delta(t) = \Delta(0) \tanh \left\{ 1.82 \left[ 1.018 \left( \frac{1}{t} - 1 \right) \right]^{0.51} \right\}. \quad (2)$$

根据 BCS 理论有  $\Delta(0) = 1.764k_B T_c$ ,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $t$  为归一化温度因子, 有  $t = T/T_c$ . 这里假设探测器工作在 0.3 K 的温度下, 即  $T = 0.3$  K. 通过分析无序与薄膜超导电性的关系, Ivry 等<sup>[18]</sup> 得到了薄膜的超导相变温度  $T_{c0}$ 、薄膜厚度  $d$  以及薄膜方块电阻  $R_s$  之间的数学关系:

$$dT_{c0} = AR_s^{-B}, \quad (3)$$

式中,  $A$  和  $B$  均为常数拟合因子. 以  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  超导薄膜为例, 根据 Li 等<sup>[19]</sup> 的研究结果可得  $A$  和  $B$  拟合因子分别为 63752 和 1.42.

结合 Simonin 模型关于  $T_{c0}$  与  $d$  之间关系的描述, 有  $T_{c0} = T_c^{\text{bulk}} (1 - d_{\text{min}}/d)$ , 其中  $T_c^{\text{bulk}}$  为体材料超导体的超导相变温度;  $d_{\text{min}}$  作为常数拟合因子, 表示超导薄膜的最小厚度<sup>[20]</sup>.  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜超导相变温度  $T_{c0}$  与薄膜厚度间的关系如图 1 所示, 采用 Simonin 模型进行拟合可得到  $T_c^{\text{bulk}}$  和  $d_{\text{min}}$  分别为 7.8 K 和 2.4 nm. 此外, 当超导薄膜制备成纳米线时, 超导邻近效应的存在将导致纳米线的超导相变温度  $T_c$  低于  $T_{c0}$ . 根据前期的研究成果, 可得具有不同宽度  $w$  的超导纳米线的  $T_c$  与  $T_{c0}$  存在以下关系<sup>[21]</sup>:

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{\pi\xi(0)}{w - w_n} \right]^2, \quad (4)$$

式中,  $\xi(0)$  为薄膜在 0 K 下的超导相干长度,  $w_n$  表示纳米线两侧由无序等因素造成的正常态区域总宽度. 对于  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  超导薄膜而言,  $\xi(0) = 4.5$  nm,  $w_n = 6.0$  nm. 最终结合 (3) 式和 (4) 式可得到  $R_s$  与纳米线宽  $w$  对超导纳米线的  $T_c$  的影响:

$$T_c = \left( \frac{AT_c^{\text{bulk}}}{A + T_c^{\text{bulk}} d_{\text{min}} R_s^B} \right) \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{\pi\xi(0)}{w - w_n} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

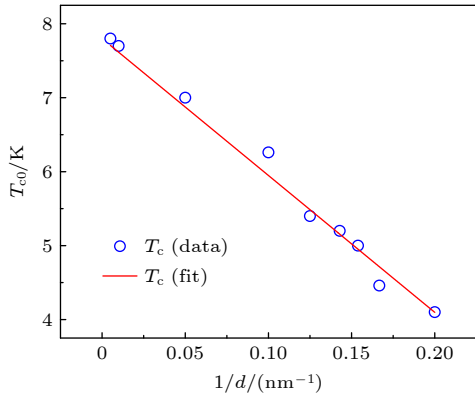


图 1  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜的超导相变温度  $T_{c0}$  与厚度倒数  $1/d$  的关系, 红色直线为 Simonin 模型的拟合结果

Fig. 1. Relationship between the superconducting phase transition critical temperature  $T_{c0}$  and the reciprocal of the thickness  $1/d$  of the  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  thin film. The red curve shows the fitting results of the Simonin model.

如图 2(a) 所示, 在保持纳米线宽  $w$  不变的情况下, 超导薄膜方块电阻  $R_s$  的增大将导致纳米线的超导相变温度  $T_c$  减小. 如当  $w$  减小到 30 nm 且  $R_s > 100$   $\Omega/\text{square}$  时,  $T_c < 5$  K, 进一步增大  $R_s > 300$   $\Omega/\text{square}$  时,  $T_c$  将减小到 3 K 以下, 这对探测器的工作温度提出了更高的要求. 将 (5) 式代入到 (2) 式中, 即可获得  $\Delta$ ,  $R_s$  与  $w$  之间的关系. 此外, 当探测器具有较高的超导临界转变电流时容易获得高的信噪比, 有利于光响应脉冲的读取. 因此本文研究了  $R_s$  与  $w$  对探测器超导破对电流  $I_{\text{dep}}$  (即超导临界转变电流的理论最大值) 的影响. 这里参考 Kupriyanov-Lukichev 模型来计算纳米线的破对电流  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  [22]:

$$I_{\text{dep}}^{\text{KL}}(t) = 1.747 \frac{w (k_B T_c)^{1.5} p_d(t)}{e R_s \sqrt{D \hbar} p_d(0)} \times \frac{(1 - t^2)^{1.5} (1 + t^{1.5})^{0.5}}{(1 + t)^{0.25}}, \quad (6)$$

其中,  $p_d(t)$  表示一个与温度相关的修正因子. 如图 2(b) 所示, 随着  $w$  的减小以及  $R_s$  的增加,  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  呈现下降趋势. 为便于直观地分析, 图 2(b) 设置了白色和黄色两条刻度线, 分别表示  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  为 3  $\mu\text{A}$  和 10  $\mu\text{A}$  的情况, 在刻度线上方且越远离刻度线,  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  越小. 在保持  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  不变时, 随着  $w$  的减小, 相应的  $R_s$  将加速下降. 如当  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}} \geq 3$   $\mu\text{A}$  时, 若  $w = 50$  nm, 则相应的  $R_s$  可持续增大, 最大可到 500  $\Omega/\text{square}$ ; 若  $w = 30$  nm, 则  $R_s$  最高不能超过 340  $\Omega/\text{square}$ .

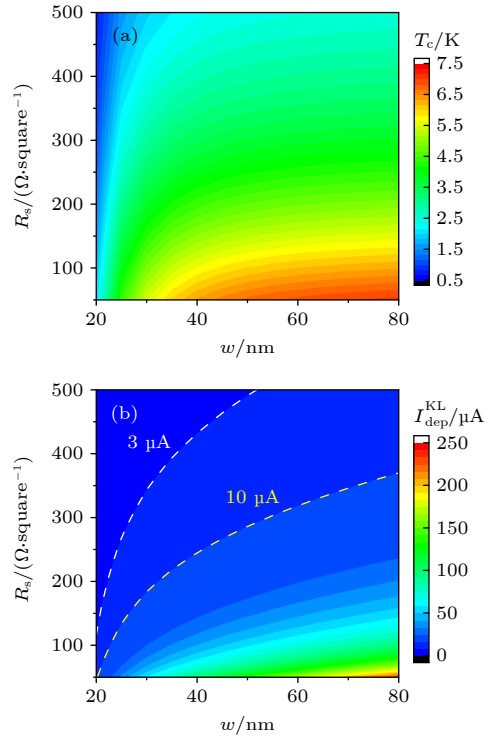


图 2 (a) 超导薄膜方块电阻  $R_s$  与纳米线宽  $w$  对纳米线的超导相变温度  $T_c$  的影响; (b) 超导薄膜方块电阻  $R_s$  与纳米线宽  $w$  对纳米线的破对电流  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  的影响,  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  随着  $R_s$  的增大以及  $w$  的减小而降低, 图中白色和黄色虚线分别表示  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  为 3  $\mu\text{A}$  和 10  $\mu\text{A}$  时的计算结果

Fig. 2. (a) Effects of the film sheet resistance  $R_s$  and the nanowire width  $w$  on the superconducting phase transition temperature  $T_c$ ; (b) effects of  $R_s$  and  $w$  on the depairing current  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$ , it can be shown that  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  decreases with increasing  $R_s$  and decreasing  $w$ , and the white and yellow dashed lines represent the  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  calculation results of 3  $\mu\text{A}$  and 10  $\mu\text{A}$ , respectively.

结合前面的分析, 为进一步表征超导薄膜方块电阻  $R_s$  与纳米线宽  $w$  对 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_c$  的影响, 本文评估了薄膜的电子热化时间  $\tau_{\text{th}}$ , 根据 Zhang 等 [23] 的研究结果, 非晶超导薄膜的电子热化时间  $\tau_{\text{th}}$  与薄膜超导相变温度  $T_{c0}$  之间存在关

系:  $\tau_{\text{th}} = \alpha T_{\text{c0}}^{-1.5}$ , 其中常数因子  $\alpha = 515.74 \text{ ps}\cdot\text{K}^{1.5}$ . 如图 3(a) 所示, 当 SNSPD 的最大偏置电流  $I_{\text{B}}$  可达到  $0.9 I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  时, 在不同的线宽条件下,  $R_{\text{s}}$  越大可使  $\lambda_{\text{c}}$  越长. 其中绿色、黄色以及白色三条虚线代表  $\lambda_{\text{c}}$  分别对应 2.5, 5.0 和 10  $\mu\text{m}$  三个波长的结果, 由此可知在  $w > 25 \text{ nm}$  的条件下, 当保持  $\lambda_{\text{c}}$  的增量不变时,  $w$  越大将导致相应的  $R_{\text{s}}$  所对应的增量越大. 由此说明当超导薄膜的方块电阻不易大幅度调控时, 较窄的超导纳米线在探测中长波红外光子时更具优势. 而对于常规 SNSPD ( $w > 50 \text{ nm}$  且  $R_{\text{s}} < 400 \text{ }\Omega/\text{square}$ ) 而言, 在避免器件结构等因素压缩超流从而保证较高归一化偏置电流 ( $I_{\text{B}}/I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$ ) 的前提下, 探测器可在中红外波段 ( $> 2.5 \text{ }\mu\text{m}$ ) 上获得饱和的量子效率. 此外, 当  $w < 25 \text{ nm}$  且保持  $\lambda_{\text{c}}$  不变时, 线宽的微小变化将导致相应的  $R_{\text{s}}$  大幅度涨落, 如当  $\lambda_{\text{c}} = 10 \text{ }\mu\text{m}$  时,  $w = 25 \text{ nm}$  所对应的  $R_{\text{s}} = 280 \text{ }\Omega/\text{square}$ , 而当  $w$  降低了 2 nm 后, 对应的  $R_{\text{s}}$  将低于  $150 \text{ }\Omega/\text{square}$ . 在不考虑制备工艺的前提下, 理论计算表明, 当  $w$  减小到 20 nm 且  $R_{\text{s}} \geq 450 \text{ }\Omega/\text{square}$  时,  $\lambda_{\text{c}}$  将超过  $150 \text{ }\mu\text{m}$ .

为分析探测器在较低偏置电流下的结果, 本文将最大偏置电流  $I_{\text{B}}$  降低到  $0.5 I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  时, 得到  $\lambda_{\text{c}}$ ,  $R_{\text{s}}$  与  $w$  的关系 (图 3(b)). 与高偏置电流相比, 低偏置电流下要获得相同的探测截止波长, 探测器对  $R_{\text{s}}$  以及  $w$  的要求更加苛刻, 如当  $R_{\text{s}} < 500 \text{ }\Omega/\text{square}$  时, 要使得探测器的  $\lambda_{\text{c}}$  增大到 10  $\mu\text{m}$ , 所需要的纳米线的宽度将低于 25 nm, 这对器件制备工艺提出了巨大的挑战. 此外, 能看到此时对于常规 SNSPD 而言,  $\lambda_{\text{c}}$  主要分布在近红外波段, 因此常规 SNSPD 难以在中红外波段上获得饱和的量子效率.

总的来说, 通过对超导薄膜无序的定量调控 (增大  $R_{\text{s}}$ ), 可有效增大  $\lambda_{\text{c}}$ , 在高归一化偏置电流的条件下, 可使得 SNSPD 的探测截止波长覆盖可见至远红外波段. 在  $\lambda_{\text{c}}$  的温度相关性方面, 研究表明当 SNSPD 的工作温度  $T < 0.1 T_{\text{c}}$  时,  $\lambda_{\text{c}}$  可认为是一个与  $T$  无关的量. 然而, 从器件制备与应用的角度上看, 持续的增大  $R_{\text{s}}$  将带来探测器的超导相变温度  $T_{\text{c}}$  以及超导破对电流  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  下降, 且这种下降趋势在  $w$  较小的情况下尤其明显, 这实际上并不利于探测器的正常工作以及信号读出. 因此, 在保持 SNSPD 具有较大  $\lambda_{\text{c}}$  的前提下, 如何提高  $T_{\text{c}}$  和  $I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  对推进 SNSPD 在中长波红外波段上的发展具有关键的科学价值和应用价值. 目前国内外相关研

究单位普遍采用稀释制冷技术以及复杂低温读出电路来解决中长波红外 SNSPD 低  $T_{\text{c}}$  以及低信噪比的问题, 取得了一定的效果. 然而, 在推进探测器小型化和低成本的道路, 中长波红外 SNSPD 仍然面临着一段很长的路.

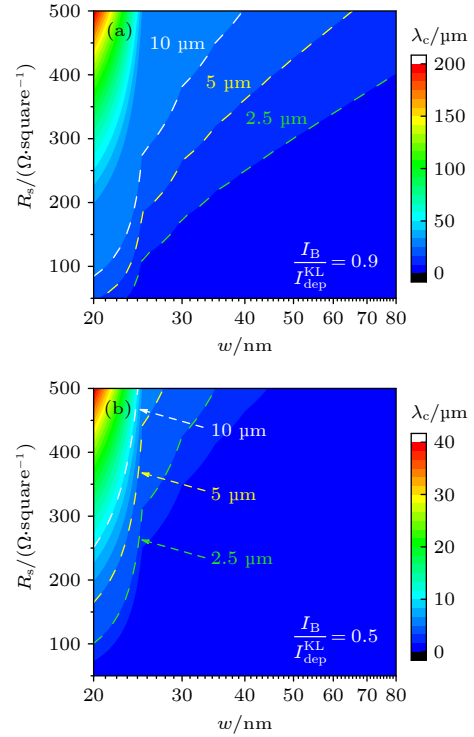


图 3 (a) 当 SNSPD 的最大偏置电流  $I_{\text{B}}$  可达到  $0.9 I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  时, 超导薄膜方块电阻  $R_{\text{s}}$  与纳米线宽  $w$  对 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_{\text{c}}$  的影响; (b) 当 SNSPD 的最大偏置电流  $I_{\text{B}}$  降低到  $0.5 I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  时,  $R_{\text{s}}$  与  $w$  对  $\lambda_{\text{c}}$  的影响 (图中绿色、黄色以及白色三条虚线分别表示三个  $\lambda_{\text{c}}$  的刻度线, 如当  $(w, R_{\text{s}})$  的坐标点处于白色虚线上方时,  $\lambda_{\text{c}} > 10 \text{ }\mu\text{m}$ )

Fig. 3. (a) Effects of the film sheet resistance  $R_{\text{s}}$  and the nanowire width  $w$  on the cutoff wavelength  $\lambda_{\text{c}}$  when the maximum bias current  $I_{\text{B}}$  of the SNSPD can reach  $0.9 I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$ ; (b) effects of  $R_{\text{s}}$  and  $w$  on  $\lambda_{\text{c}}$  when the maximum  $I_{\text{B}}$  can only reach  $0.5 I_{\text{dep}}^{\text{KL}}$  (Green, yellow, and white dashed lines represent the scale lines of the three  $\lambda_{\text{c}}$  values. For example, if the coordinate point of  $(w, R_{\text{s}})$  stays above the white dashed line,  $\lambda_{\text{c}} > 10 \text{ }\mu\text{m}$ ).

### 3 实验结果与讨论

#### 3.1 器件制备与测量

前期我们采用  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  超导薄膜所制备的 SNSPD 在  $1.55\text{--}5.07 \text{ }\mu\text{m}$  的红外波段上测得量子效率超过 97%, 然而测量得到器件的探测截止波长  $\lambda_{\text{c}}$  低于 5  $\mu\text{m}$ , 相应  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜的方块电阻  $R_{\text{s}} = 248.6 \text{ }\Omega/\text{square}$ , 纳米线宽度  $w = 30 \text{ nm}$ <sup>[10]</sup>.

根据第 2 节的理论分析, 为了进一步提高器件的探测截止波长, 我们适当增大  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜的无序强度, 即在相同的测量条件下将薄膜的方块电阻  $R_s$  进一步增大到  $320 \Omega/\text{square}$ , 同时保持线宽  $w$  不变. 探测器的总体结构如图 4(a) 所示, 为有效降低纳米线上缺陷引入的概率以达到减小超流压缩带来的不利影响, 本实验设计器件的核心光探测单元为一条  $10 \mu\text{m}$  长、 $30 \text{ nm}$  宽的超导纳米线. 核心光探测单元动态电感小而使得响应脉冲能量主要集中在高频区域, 因此在读出电路中难以对电脉冲进行有效滤波而保证较高的信噪比. 为解决这一问题, 本实验在核心光探测单元电流输入端增加了一段脉冲信号展宽结构, 具体由  $180 \text{ nm}$  线宽,  $500 \text{ nm}$  周期,  $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$  面积的蜿蜒纳米线组成.

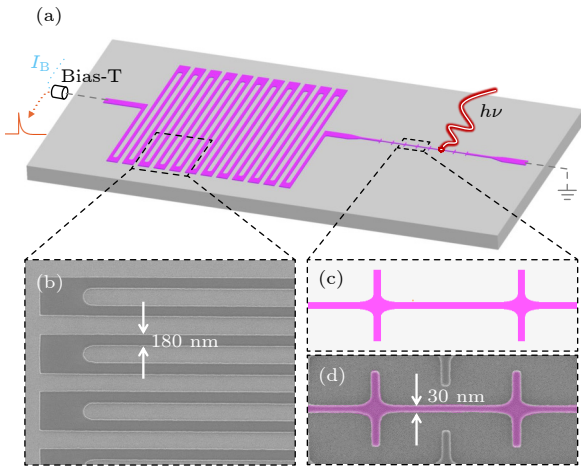


图 4 (a) 器件结构图, 主要包含用于信号脉冲展宽的蜿蜒纳米线结构和响应红外光子的窄纳米线, 这里为避免窄纳米线在制备过程中发生漂移, 在窄纳米线上增加了多个“十字”结构; (b) 信号脉冲展宽蜿蜒纳米线的局部 SEM 图, 纳米线宽为  $180 \text{ nm}$ ; (c) 窄纳米线的局部放大图; (d) 窄纳米线的局部 SEM 图, 测量得到纳米线的宽度为  $30 \text{ nm}$

Fig. 4. (a) Structure diagram of the detector, which mainly includes the signal pulse-broadened meander nanowire and the narrow nanowire that detects the infrared photons, many cross structures were added to avoid the drift behavior of narrow nanowire during the nanofabrication; (b) SEM image of the signal pulse-broadened meander nanowire, the measured nanowire width is  $180 \text{ nm}$ ; (c) local magnification image of the narrow nanowire; (d) SEM image of the narrow nanowire, the measured nanowire width is  $30 \text{ nm}$ .

图 4(b) 为脉冲信号展宽结构的局部扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 图, 实际制备得到的蜿蜒纳米线宽度与设计值保持一致. 从电流偏置方面看, 即使光探测单元上的偏置电流达到其临界值, 蜿蜒纳米线上的偏置电流仍不

超过相应临界值的  $1/6$ , 因此在实际测量过程中可忽略蜿蜒结构带来的计数. 光探测单元与脉冲信号展宽结构的制备在相同厚度的  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜上进行. 采用聚氢倍半硅氧烷 (hydrogen silsesquioxane, HSQ) 负胶进行电子束曝光, 在显影过程中, 为防止窄纳米线出现漂移现象, 本实验在窄纳米线上增加了多个“十字”结构以达到增大窄纳米线与衬底之间黏附力的目的, 如图 4(c) 所示. 窄纳米线上的每个“十字”结构之间间距为  $750 \text{ nm}$ , 在窄纳米线横向方向上, “十字”的宽度为  $440 \text{ nm}$ . 在“十字”中心区域, 本文参考保角变换理论设计了优化圆角, 从而使得该中心区域处不会出现超流压缩的现象. 电子束曝光得到的纳米线结构通过反应离子刻蚀转移到  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  薄膜上, 采用  $\text{SF}_6$  作为刻蚀气体, 标准状况下气压流量为  $40 \text{ mL}/\text{min}$ , 采用  $\text{CHF}_3$  作为钝化气体, 标准状况下气体流量为  $20 \text{ mL}/\text{min}$ , 在  $4 \text{ Pa}$  气压、 $80 \text{ W}$  功率的环境下刻蚀  $32 \text{ s}$ , 最终得到目标器件结构. 图 4(d) 为实际制备得到的核心光探测单元的局部 SEM 图, 与设计结构保持一致, 窄纳米线的测量宽度为  $30 \text{ nm}$ .

实验分别测量了 SNSPD 在  $6.0 \mu\text{m}$  和  $10.2 \mu\text{m}$  两个波长上的量子效率, 图 5 为实验中采用的红外 SNSPD 测量示意图. 选择了两种类型的光源, 其中采用冷红外黑体源 ( $1500 \text{ K}$  工作温度, 氮化硅发光材料, 美国海洋光学仪器生产) 用于辐射  $6.0 \mu\text{m}$  波长的光信号. 采用量子级联激光器辐射  $10.2 \mu\text{m}$  中心波长的光信号, 光源输出光谱宽度小于  $10 \text{ nm}$ , 激光发散角为  $5.5 \text{ mrad}$ , 工作温度恒定在  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ , 最大辐射功率可达到毫瓦量级. 光源产生的红外信号通过一段长度可调的光学套筒后形成的光斑尺寸增大, 可降低器件光耦合的难度. 可调中性密度衰减器用于调控出射光功率的衰减倍率, 光信号经衰减后通过窄带滤波片 (中心波长分别为  $6.0 \mu\text{m}$  和  $10.2 \mu\text{m}$ ) 以及  $\text{ZnSe}$  光学窗口进入到稀释制冷机内部, 再经过一级光密度  $O_d = 3$  的固定衰减器后, 最终到达 SNSPD 的光敏面上. 实验中, 采用一个已串联  $100 \text{ k}\Omega$  电阻的低噪声电压源给 SNSPD 提供电流偏置, SNSPD 吸收单光子并将其转化为一个电脉冲信号, 电脉冲信号通过外部电路中的低噪声常温放大器 (型号 AU1338,  $0.3\text{--}350.0 \text{ MHz}$  工作频带, 美国 MITEQ 公司生产, 增益大于  $70 \text{ dB}$ ) 进行放大, 并由计数器 (型号 SR400, 美国 Stanford Research Systems 公司研制) 采集读出, 从而完成一次光子探测.

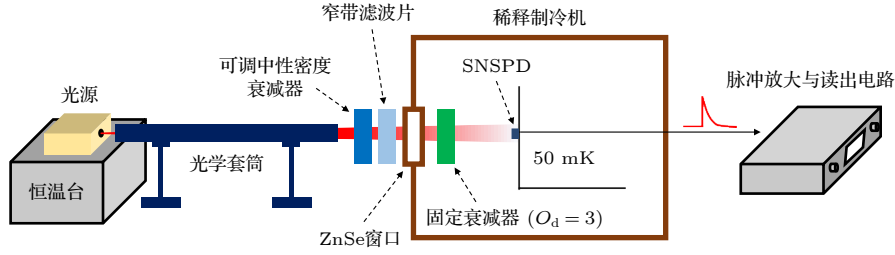


图5 红外 SNSPD 测量示意图, 红外光源输出的信号光通过光学套筒、可调中性密度衰减器、窄带滤波片、稀释制冷机的 ZnSe 光学窗口以及制冷机内部的固定衰减器 (光密度  $O_d = 3$ ), 最终覆盖 SNSPD 的光敏面. SNSPD 吸收单光子并将其转化为一个电脉冲信号, 电脉冲信号通过外部电路进行放大并读出, 从而完成一次光子探测

Fig. 5. In the measurement diagram of the infrared SNSPD, the signal photons are emitted from the light source and finally arrive at the active area of the detector through the optical sleeve, the adjustable neutral density attenuator, the narrow band filter, the ZnSe optical window of the diluted refrigerator, and the fixed attenuator inside the refrigerator (with an optical density  $O_d = 3$ ). The SNSPD absorbs one photon and converts it to an electrical pulse, and the pulse is amplified and read through the external circuit; thus, a photon detection event is finished.

### 3.2 器件测量结果

在 50 mK 的温度下, 实验首先测量了 SNSPD 对 6.0  $\mu\text{m}$  波长的光探测结果, 如图 6 所示. 量子效率  $\eta_i$  通常定义为探测器吸收一个光子对应产生一个可探测电脉冲信号的概率, 当一个光子对应一个电脉冲信号时, 可认为探测器的量子效率达到饱和. 在 SNSPD 探测技术中, 定义  $\eta_i = P_c/P_s$ , 其中  $P_c$  为探测器的光子计数率, 而  $P_s$  表示光子计数率达到饱和 (不再随偏置电流的变化而变化) 状态下的结果. 实验中,  $P_c = C_R - B_c$ ,  $C_R$  为探测系统产生的总的计数率, 包含了光子计数率以及背景计数率  $B_c$ .

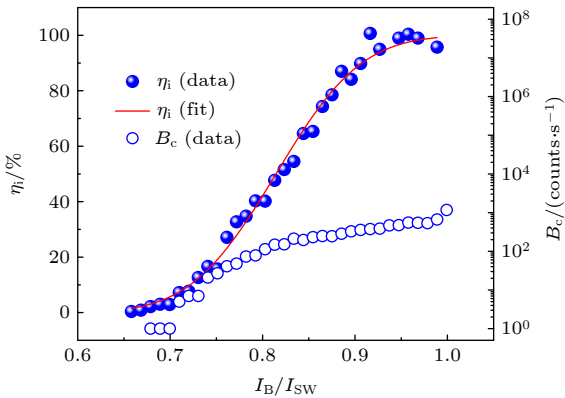


图6 SNSPD 在 6.0  $\mu\text{m}$  波长上的量子效率  $\eta_i$  以及背景辐射计数  $B_c$  随归一化偏置电流  $I_B/I_{SW}$  的变化关系, 红色曲线表示 Fano 涨落理论对实验结果的拟合, 实际测到的最大量子效率可达到完全饱和

Fig. 6. Normalized bias current-dependent quantum efficiency  $\eta_i$  and background count  $B_c$  of the SNSPD at 6.0  $\mu\text{m}$ . The red curve represents the fitting result based on the Fano fluctuation theory.

实验中首先测量了  $B_c$  的大小. 测量方法如下: 关闭光源并将稀释制冷机的窗口做电磁屏蔽, 进而扫描得到  $B_c$  随偏置电流  $I_B$  的变化关系. 从图 6 可以看到,  $B_c$  随着偏置电流  $I_B$  的增大具有一定的饱和和趋势, 且  $B_c$  的最大值不超过  $10^3$  counts/s. 由此表明, 组成  $B_c$  的两大因素中, 由温度为 300 K 的环境产生的红外背景辐射计数率占据了主要部分, 而器件的本征暗计数较少, 这是因为受磁涡旋运动的影响, 本征暗计数随  $I_B$  的增加往往呈现出指数上升的趋势<sup>[24]</sup>. 当  $I_B$  接近临界转变电流  $I_{SW}$  时, 器件的  $B_c$  并没有明显的激增, 推测可能是因为 mK 量级低温下, 磁涡旋的运动受到了抑制.

此外, 在量子效率  $\eta_i$  的测量上, 随着偏置电流  $I_B$  的逐渐增大, SNSPD 在 6.0  $\mu\text{m}$  波长上的  $\eta_i$  逐渐增大至完全饱和状态, 并呈现出一个明显的“S”形曲线变化形式. 由于红外黑体源较大的发散角以及在 6.0  $\mu\text{m}$  波长上较弱的辐射功率, 使得单位时间内实际到达 SNSPD 光敏面上的光子数较少, 因而 SNSPD 的饱和光子计数率  $P_s$  仅达到  $10^3$  counts/s 量级, 与背景辐射计数率  $B_c$  相当. 此外, 受  $B_c$  以及入射光功率涨落的影响, 在不同的偏置电流  $I_B$  下实际获得的  $P_c$  在逐渐达到饱和的过程中也出现了涨落. 根据 Kozorezov 等<sup>[25]</sup> 的研究结果, Fano 涨落现象将导致纳米线上光响应过程中传递给准粒子的能量存在不确定性, 因而使得量子效率  $\eta_i$  与归一化偏置电流  $I_B/I_{SW}$  之间存在以下关系:

$$\eta_i = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{I_0 - I_B/I_{SW}}{\Delta I} \right), \quad (7)$$

其中,  $I_0 = I_{c0}/I_{SW}$ ,  $I_{c0}$  表示当  $P_c/P_s = 0.5$  时所对

应的偏置电流;  $\Delta I = \Delta I_B / I_{SW}$ ,  $\Delta I_B = I_{B1} - I_{B2}$  (对于  $I_{B1}$ ,  $\eta_i = 80\%$ ; 对于  $I_{B2}$ ,  $\eta_i = 20\%$ ), 表示  $\eta_i$  在偏置电流上的转变宽度. 红色曲线表示 Fano 涨落理论对实验结果的拟合, 根据拟合结果可得到  $I_0 = 0.81$ ,  $\Delta I = 0.1$ . 理论对实验结果的合理解释表明, Fano 涨落机制在中长波红外 SNSPD 将光信号转化为电信号的过程中扮演了重要的角色.

当 SNSPD 的探测波长增大到  $10.2 \mu\text{m}$  时, 再次测量  $\eta_i$  随偏置电流的变化关系. 当归一化偏置电流  $I_B / I_{SW}$  超过 0.7 以后, SNSPD 的光子计数率  $P_c$  快速增加但未出现饱和, 因此难以直接得到  $P_s$  的实际值. 将 (7) 式等效变化可得到:  $P_c = P_s / 2 \times \text{erfc}[(I_0 - I_B / I_{SW}) / \Delta I]$ , 增加  $P_s$  为拟合因子. 经过最佳拟合后可以得到  $P_s = 5300 \text{ counts/s}$ ,  $I_0 = 0.9$ ,  $\Delta I = 0.1$ . 进一步, 基于  $\eta_i = P_c / P_s$  关系可知  $\eta_i$  随归一化偏置电流的变化关系, 如图 7 所示.

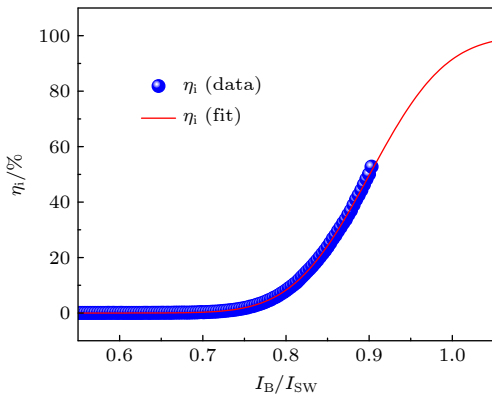


图 7 SNSPD 对  $10.2 \mu\text{m}$  波长的量子效率随归一化偏置电流的变化, 红色曲线是 Fano 涨落理论对实验结果的拟合  
Fig. 7. Normalized bias current-dependent quantum efficiency  $\eta_i$  of the SNSPD at  $10.2 \mu\text{m}$ . The red curve represents the fitting result based on the Fano fluctuation theory.

从实验结果可得当  $I_B / I_{SW} = 0.9$  时,  $\eta_i$  达到 53%. 研究发现, 在实验中由于电路出现不规则振荡的原因,  $I_B$  无法正常偏置到  $0.9 I_{SW}$  以上. 通过 Fano 涨落理论可以预测,  $I_B / I_{SW} = 1$  时,  $\eta_i$  可达到 92%. 因此, 在未来的工作中, 我们将努力克服读出电路不规则振荡的难题, 从而在光响应测量中提高  $I_B$  的偏置上限.

综上, 本文从实验的角度对无序增大 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_c$  的理论预测进行了论证. 通过增大薄膜方块电阻  $R_s$ ,  $\lambda_c$  已从前期低于  $5 \mu\text{m}$  的基础上增大到了  $6 \mu\text{m}$ , 同时在  $10.2 \mu\text{m}$  的波长上也展现了  $\eta_i$  可达 92% 的探测潜力. 由此可预测在超

导能隙以及器件结构尺寸调控之外, 无序调控将有可能成为研制高性能中长波红外 SNSPD 的另一有效技术方案. 而对于如何实现无序的可控研究, 除了减小薄膜厚度之外, 目前其他技术方法包括: 纳米多孔研究<sup>[26]</sup>、层状缺陷引入<sup>[27]</sup>、薄膜组分比例调控<sup>[28]</sup> 以及离子注入<sup>[29]</sup> 等. 如何寻找可行且最优的技术方法, 是一个亟待解决的难题.

## 4 结 论

本文从无序出发提出了增大 SNSPD 探测截止波长  $\lambda_c$  的技术方法, 并进一步讨论了无序以及尺寸变化对  $\lambda_c$  的影响. 研究表明, 超导薄膜方块电阻  $R_s$  的增大将同步增大  $\lambda_c$ , 尤其当纳米线宽  $w$  较小时,  $\lambda_c$  的增大速率更快. 如在  $I_B / I_{\text{dep}}^{\text{KL}} = 0.9$ ,  $w = 30 \text{ nm}$  且  $R_s > 380 \Omega/\text{square}$  时,  $\lambda_c > 10 \mu\text{m}$ . 在实验方面, 本文制备了常温方块电阻  $R_s$ , 约为  $320 \Omega/\text{square}$  且线宽  $w = 30 \text{ nm}$  的  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  红外 SNSPD, 将器件工作波段扩展到了  $5\text{--}10 \mu\text{m}$ . 在  $6.0 \mu\text{m}$  波长上 SNSPD 可获得完全饱和的量子效率  $\eta_i$ , 在  $10.2 \mu\text{m}$  长波红外上  $\eta_i$  达到 53%, 当排除超流压缩的影响时,  $\eta_i$  理论上最高可达到 92%. 此外, 如何平衡器件工作温度、信噪比二者与  $\lambda_c$  之间的关系以及探索最优的无序调控技术, 是中长波红外 SNSPD 未来发展中需要解决的两大难题.

## 参考文献

- [1] Reddy D V, Nerem R R, Nam S W, Mirin R P, Verma V B 2020 *Optica* **7** 1649
- [2] Chang J, Los J W N, Tenorio-Pearl J O, Noordzij N, Gourgues R, Guardiani A, Zichi J R, Pereira S F, Urbach H P, Zwiler V, Dorenbos S N, Esmail Zadeh I 2021 *APL Photonics* **6** 036114
- [3] Korzh B, Zhao Q Y, Allmaras J P, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 250
- [4] Wollman E E, Verma V B, Walter A B, Chiles J, Korzh B, Allmaras J P, Zhai Y, Lita A E, McCaughan A N, Schmidt E, Frasca S, Mirin R P, Nam S W, Shaw M D 2021 *J. Astron. Telesc. Instruments, Syst.* **7** 1
- [5] Chen L, Lau J A, Schwarzer D, Meyer J, Verma V B, Wodtke A M 2019 *Science* **363** 158
- [6] US DARPA 2021 *Selects Research Teams For Invisible Headlights Programme* [2021-07-13]
- [7] Engel A, Inderbitzin K, Schilling A, Lusche R, Semenov A, Hübers H W, Henrich D, Hofherr M, Il'in K, Siegel M 2013 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** 2300505
- [8] Engel A, Renema J J, Il'in K, Semenov A 2015 *Supercond. Sci. Technol.* **28** 114003
- [9] Verma V B, Korzh B, Walter A B, Lita A E, Briggs R M,

- Colangelo M, Zhai Y, Wollman E E, Beyer A D, Allmaras J P, Vora H, Zhu D, Schmidt E, Kozorezov A G, Berggren K K, Mirin R P, Nam S W, Shaw M D 2021 *APL Photonics* **6** 056101
- [10] Chen Q, Ge R, Zhang L, Li F, Zhang B, Jin F, Han H, Dai Y, He G, Fei Y, Wang X, Wang H, Jia X, Zhao Q, Tu X, Kang L, Chen J, Wu P 2021 *Sci. Bull.* **66** 965
- [11] Dubi Y, Meir Y, Avishai Y 2007 *Nature* **449** 876
- [12] Sacépé B, Dubouchet T, Chapelier C, Sanquer M, Ovadia M, Shahar D, Feigel'man M, Ioffe L 2011 *Nat. Phys.* **7** 239
- [13] Sacépé B, Chapelier C, Baturina T I, Vinokur V M, Baklanov M R, Sanquer M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 157006
- [14] Frasca S, Korzh B, Colangelo M, et al. 2019 *Phys. Rev. B* **100** 054520
- [15] Finkel'stein A M 1994 *Phys. B Condens. Matter* **197** 636
- [16] Semenov A, Engel A, Hübers H W, Il'in K, Siegel M 2005 *Eur. Phys. J. B* **47** 495
- [17] Carrington A, Manzano F 2003 *Phys. C Supercond.* **385** 205
- [18] Ivry Y, Kim C S, Dane A E, De Fazio D, McCaughan A N, Sunter K A, Zhao Q, Berggren K K 2014 *Phys. Rev. B* **90** 214515
- [19] Li F, Han H, Chen Q, Zhang B, Bao H, Dai Y, Ge R, Guo S, He G, Fei Y, Yang S, Wang X, Wang H, Jia X, Zhao Q, Zhang L, Kang L, Wu P 2021 *Photonics Res.* **9** 389
- [20] Simonin J 1986 *Phys. Rev. B* **33** 7830
- [21] Chen Q, Zhang B, Zhang L B, Li F Y, Jin F F, Han H, Ge R, He G L, Li H C, Tan J R, Wang X H, Wang H, Yu S L, Jia X Q, Zhao Q Y, Tu X C, Kang L, Chen J, Wu P H 2022 *Phys. Rev. B* **105** 014516
- [22] Kupriyanov M Y, Lukichev V F 1980 *Sov. J. Low Temp. Phys.* **6** 210
- [23] Zhang L, You L, Yang X, Tang Y, Si M, Yan K, Zhang W, Li H, Zhou H, Peng W, Wang Z 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 132602
- [24] Yamashita T, Miki S, Makise K, Qiu W, Terai H, Fujiwara M, Sasaki M, Wang Z 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 161105
- [25] Kozorezov A G, Lambert C, Marsili F, Stevens M J, Verma V B, Allmaras J P, Shaw M D, Mirin R P, Nam S W 2017 *Phys. Rev. B* **96** 054507
- [26] Yang C, Liu Y, Wang Y, Feng L, He Q, Sun J, Tang Y, Wu C, Xiong J, Zhang W, Lin X, Yao H, Liu H, Fernandes G, Xu J, Valles J M, Wang J, Li Y 2019 *Science* **366** 1505
- [27] Brun C, Cren T, Cherkez V, Debontridder F, Pons S, Fokin D, Tringides M C, Bozhko S, Ioffe L B, Altshuler B L, Roditchev D 2014 *Nat. Phys.* **10** 444
- [28] Colangelo M, Walter A B, Korzh B A, Schmidt E, Bumble B, Lita A E, Beyer A D, Allmaras J P, Briggs R M, Kozorezov A G, Wollman E E, Shaw M D, Berggren K K 2022 *Nano Lett.* **22** 5667
- [29] Zhang W, Jia Q, You L, Ou X, Huang H, Zhang L, Li H, Wang Z, Xie X 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 044040

## Design and fabrication of superconducting single-photon detector operating in 5–10 $\mu\text{m}$ wavelength band\*

Chen Qi    Dai Yue    Li Fei-Yan    Zhang Biao    Li Hao-Chen    Tan Jing-Rou  
 Wang Xiao-Han    He Guang-Long    Fei Yue    Wang Hao    Zhang La-Bao<sup>†</sup>  
 Kang Lin    Chen Jian    Wu Pei-Heng

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

( Received 7 August 2022; revised manuscript received 11 September 2022 )

### Abstract

High-performance mid-wave and long-wave infrared single-photon detectors not only have significant research value in the fields of infrared astronomy and defense technology, but also are the challenges in the field of single-photon detection technology. Superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPDs) have shown excellent performances in the near-infrared band. However, how to further improve the cutoff wavelength  $\lambda_c$  is a topic of widespread concern. In this paper, the method of improving  $\lambda_c$  by regulating the superconducting disorder is discussed, and a detector with an operating wavelength band of 5–10  $\mu\text{m}$  is designed and fabricated.

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12033002, 62101240, 62071218, 62071214, 61801206, 11227904), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304002), the Research and Development Program for Key Areas in Guangdong Province, China (Grant No. 2020B030302001), and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK202010177).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [Lzhang@nju.edu.cn](mailto:Lzhang@nju.edu.cn)

The studies show that the multiplication and diffusion behaviors of the quasiparticles always occur during the photon detection events, although the microscopic photodetection mechanism of SNSPD still lacks a perfect theoretical explanation. Therefore, the theoretical analysis mainly considers the influence of the quasiparticles in this paper, and the mathematical formula of the detection cutoff wavelength  $\lambda_c$  can be obtained based on the phenomenological quasiparticle diffusion model. Furthermore, the disorder-dependent superconducting phase transition temperature  $T_c$ , superconducting energy gap  $\Delta$ , and electron thermalization time  $\tau_{th}$  are also considered, in order to obtain more precise results.

Theoretical analysis suggests that the increase in the sheet resistance  $R_s$ , which evaluates the disorder strength, will help to increase  $\lambda_c$ . For example, when the nanowire width is kept at 30 nm and  $R_s > 380 \Omega/\text{square}$ , it can be deduced that  $\lambda_c$  is larger than 10  $\mu\text{m}$ .

Experimentally, the active area of the device consists of a straight superconducting nanowire with a length of 10  $\mu\text{m}$  and a width of 30 nm, so that it can effectively reduce the probability of the defects on the nanowire and avoid the current crowding effect. We fabricate a 30 nm-wide  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  mid infrared SNSPD, which has a cutoff wavelength  $\lambda_c$  no more than 5  $\mu\text{m}$ , the effective strength of the disorder—the film sheet resistance  $R_s = 248.6 \Omega/\text{square}$ . For comparison, the sheet resistance, which is controlled by the film thickness, increases to about 320  $\Omega/\text{square}$  in this experiment.

It is demonstrated that the  $\text{Mo}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$  detector with  $R_s \sim 320 \Omega/\text{square}$  can achieve saturated quantum efficiency at a wavelength of 6  $\mu\text{m}$ . Furthermore, 53% quantum efficiency at a wavelength of 10.2  $\mu\text{m}$  can be obtained when the detector works at a bias current of  $0.9I_{SW}$  ( $I_{SW}$  is the superconducting transition current), and it can theoretically reach a maximum value of 92% if the compression of switching current is excluded. Therefore, it can be predicted that the disorder regulation may become another efficient approach to designing high-performance mid-wave and long-wave infrared SNSPDs, in addition to the optimization of the superconducting energy gap and the cross section of superconducting nanowire.

However, the continuous increase in the disorder will cause both the superconducting phase transition temperature  $T_c$  and  $I_{SW}$  of the detector to decrease from the viewpoint of detector fabrication and application. This downward trend is especially pronounced when the nanowire width is ultranarrow, which is not conducive to the signal readout of the detector. Thus, exploring the optimal disorder regulation technology and balancing the relationship among the operating temperature, the signal-to-noise ratio, and the cutoff wavelength will have key scientific and application value for the development of high-performance mid-wave and long-wave infrared SNSPDs.

**Keywords:** mid-wave and long-wave infrared, single-photon detection, superconducting nanowire, disorder

**PACS:** 85.25.-j, 81.07.-b, 95.55.Aq, 85.40.Ls

**DOI:** [10.7498/aps.71.20221594](https://doi.org/10.7498/aps.71.20221594)



## 5—10 $\mu\text{m}$ 波段超导单光子探测器设计与研制

陈奇 戴越 李飞燕 张彪 李昊辰 谭静柔 汪潇涵 何广龙 费越 王昊 张蜡宝 康琳 陈健 吴培亨

### Design and fabrication of superconducting single-photon detector operating in 5–10 $\mu\text{m}$ wavelength band

Chen Qi Dai Yue Li Fei-Yan Zhang Biao Li Hao-Chen Tan Jing-Rou Wang Xiao-Han He Guang-Long Fei Yue Wang Hao Zhang La-Bao Kang Lin Chen Jian Wu Pei-Heng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 248502 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221594

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221594>

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

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>

超导纳米线单光子探测器光子响应机制研究进展

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

物理学报. 2021, 70(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210652>

百微米精度的单光子测距

Single-photon ranging with hundred-micron accuracy

物理学报. 2021, 70(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210184>

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>

自差分交流偏置超导纳米线单光子探测器

Superconducting nanowire single photon detector under AC-bias with self-differential readout

物理学报. 2022, 71(15): 158501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220373>

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>