

超导纳米线多光子响应特性研究*

周渝 张蜡宝[†] 郑涛 赵清源 顾敏 邱健 康琳 陈健 吴培亨

(南京大学超导电子学研究所, 南京 210093)

(2012年2月11日收到; 2012年4月16日收到修改稿)

研究了超导单光子探测器器件超导纳米线的多光子响应特性. 在温度 3.5 K 实验测量了纳米线器件直流特性和光子响应概率对多光子脉冲信号的响应特性. 实验表明, 器件超导转变电流随光辐照强度的增加而减小; 在多光子脉冲信号下, 器件响应的光子数随偏置电流减小而增加. 同时基于量子光学和器件 Hotspot 理论半定量分析了该多光子响应的机制.

关键词: 单光子, 超导, 纳米线, 多光子

PACS: 85.25.Pb, 07.57.Kp, 85.60.Gz, 03.67.Hk

1 引言

超导单光子探测器 (superconductor single photon detector, SSPD) 的核心为超导纳米线, 因此又常被称为超导纳米线单光子探测器 (superconducting nanowire single photon detector, SNSPD)^[1-3]. SSPD 具有皮秒级的时间分辨率、GHz 级的探测速度、暗计数低以及超宽响应波段等特点^[4-6], 是目前极具应用前景的单光子检测技术^[7-11]. SSPD 能够响应长波长光波是由其超导薄膜材料本身的特性决定.

根据 Bardeen-Cooper-Schrieffer 理论, 超导材料的能隙可写为

$$2\Delta(0) = 3.52k_B T_C, \quad (1)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常量, T_C 为超导体的临界温度. 对于简立方结构的超导氮化铌 (NbN) 薄膜, 其 $T_C = 17$ K, 由 (1) 式 $2\Delta(0) = 5.15$ meV, 对应的波长为 240 μm , 即对于单个光子 NbN 薄膜可响应的极限波长为 240 μm . 但由于超导薄膜的反射或透射损耗, 系统检测效率 (1550 nm) 一般仅在百分之几^[12,13]. 另外, 串联蜿蜒结构 SSPD 不具备光子

数分辨 (photon number-resolved, PNR) 能力^[14], 采用并联结构的 SSPD 能够进行一定程度的光子数分辨, 但其对多光子数的分辨能力也有限, 通常小于 6 个光子^[15-18]. 与此同时, SSPD 尚不能区别入射光子的能量/波长^[19-21]. 因此, 研究和器件效率、发展具有光子数分辨和能量分辨的单光子探测器是目前 SSPD 领域的研究热点.

在本文中, 我们研究了器件纳米线对多光子的响应特性, 以揭示传统 SSPD 对于多光子的响应特征, 为进一步研究具备光子数分辨能力的器件打基础. 文中首先介绍了器件的制备和实验设置, 并基于这些实验, 测量了器件的温度特性、直流特性和光子响应. 然后, 引入 Hotspot 效应描述 SSPD, 唯象分析了探测机理, 探讨了 SSPD 的偏置电流 I_b 设置与单位时间计数率 CR 的关系, 并结合 Hotspot 效应分析了实验结果, 说明了在不同偏置电流 I_b 下, SSPD 的光子响应对应了不同光子数.

2 实验

2.1 样品制备

在本实验中, 实验测量采用如文献 [22, 23] 所

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CBA00200)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2011AA010204) 和国家自然科学基金 (批准号: 61101012) 资助的课题.

[†] E-mail: Lzhang@nju.edu.cn

述制备的 SSPD 器件. 制备器件所需的 NbN 薄膜通过室温直流磁控溅射获得, 衬底为单晶 MgO, 薄膜厚度约为 4 nm. SSPD 的蜿蜒线结构是通过电子束光刻 (EBL) 和反应性离子刻蚀 (RIE) 工艺获得的, 线条宽度为 100 nm, 有效面积为 $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$, 占空比为 50%. 实验测量时, 将 SSPD 封装在带有光纤 FC/PC 连接器和 SMA 同轴射频连接器的金属样

品盒中, 并将光纤正对 SSPD 有效面积的中央. 通过这种封装, 可以方便地将 SSPD 与外部光信号和电信号连接.

2.2 测量系统

为了分析超导纳米线的光子响应特性, 搭建的实验装置如图 1 所示.

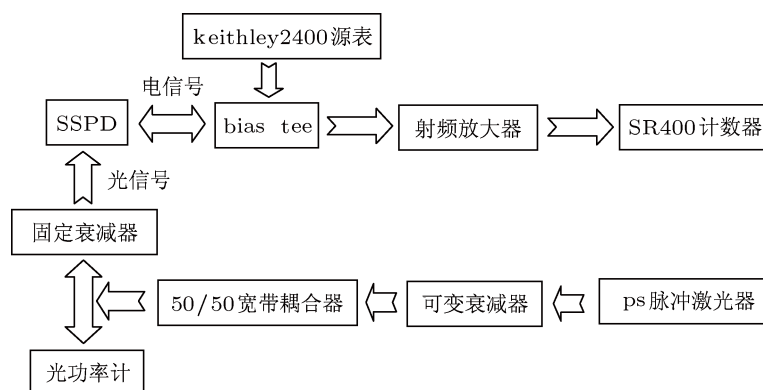


图 1 测量系统结构示意图

如图 1 所示, 将封装好的 SSPD 置于 Gifford-McMahon (GM) 制冷机中, 使其工作于 3.5 K 的温度下. SSPD 的电信号端通过 T 形偏置器 (10 MHz—4.2 GHz) 分别连接串联有 $100\ \text{k}\Omega$ 偏置电阻的 Keithley 2400 源表和 20 dB 增益的宽带射频放大器 (10 MHz—4 GHz). Keithley 2400 设置为电压源, 通过 $100\ \text{k}\Omega$ 偏置电阻为 SSPD 提供偏置电流 I_b . SR400 计数器对放大后的电脉冲信号进行计数. 电脉冲信号接入 SR400 计数器之前, 一般先将其接入 Tektronix 70604 示波器 (6 GHz) 观察电脉冲幅度, 确定 SR400 计数器检测阈值. 我们使用的激光源为 HAMAMATSU PLP-10 ps 脉冲激光器, 波长为 1550 nm, 重复频率设为 10 MHz, 脉冲宽度典型值 70 ps. 50/50 宽带耦合器将激光脉冲分为功率相等的两束, 其中一束通过固定衰减器接入 SSPD 光信号端, 另一束则接入光功率计 (PMSII-B). 使用 50/50 宽带耦合器可以避免测量过程中对光路不必要的更改, 保证不同光功率下实验条件的一致性.

实验中, 使用了基于 Labview 2009 构建的包含 Keithley 2400, SR 400 的自动测量系统, 方便实验测量和实验数据的记录.

3 实验结果与分析

3.1 直流特性

将样品置于 GM 制冷机中, 与 $100\ \text{k}\Omega$ 偏置电阻 R , Keithley 2400 源表串联在电路中, 其中 Keithley 2400 工作在电压源状态. 通过 Labview 2009 构建的测量系统, 连续调节 Keithley 2400 输出电压 U , 并测量回路中的电流 I , 则 SSPD 两端的电压 $U' = U - I \cdot R$. 在温度 3.5 K、无光辐照器件情况下, 测得样品 I - V 曲线 (图 2(a)), $I_c = 24.7\ \mu\text{A}$, $j_c = 6.18 \times 10^6\ \text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$. 器件的电流密度 j_c 与已报道过的相关器件^[9]接近.

在 $1\ \mu\text{A}$ 的直流偏置下, 关闭 GM 制冷机, 由 Labview 2009 构建的测量系统同时测量制冷机内部温度 T (Lake Shore Cryotronics 331) 和器件的电阻 R , 即可得到器件升温过程中的 R - T 曲线. 再开启制冷机, 重复上述过程, 即可得到降温过程中的 R - T 曲线. 将两组数据平均, 可以得到器件的 R - T 曲线 (图 2(b)). 取电阻 $1\ \text{M}\Omega$ 作为判断临界温度的阈值, $T_C = 12\ \text{K}$.

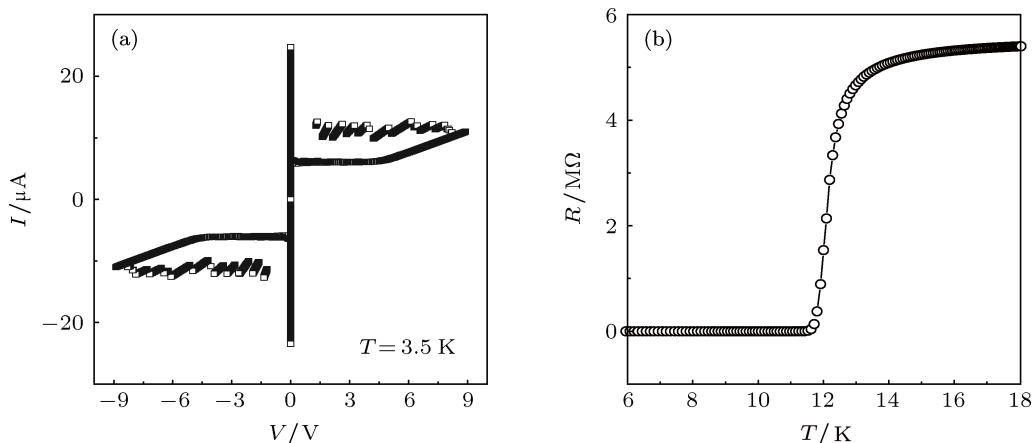


图2 实验测量器件的 I - V 曲线和 R - T 曲线 (a) I - V 曲线; (b) R - T 曲线

图 2(a) 反映了 SSPD 在超导态和阻态之间切换时器件电阻变化情况, 分支结构显示了 SSPD 的纳米蜿蜒线逐步变为阻态和总电阻逐渐增大的过程; 图 2(b) 反映了 SSPD 电阻 R 随温度 T 变化的一个过程, 其中有明显的超导跳变.

为了研究器件 I - V 与入射光强度的关系 [24], 用每一脉冲平均光子数 μ 表征入射光强度:

$$\mu = \frac{P \cdot \lambda}{A \cdot f \cdot hc}, \quad (2)$$

其中 P 为激光源的功率, λ 为光波波长 1550 nm, A 为总的衰减倍数, f 为激光源重复频率 10 MHz, h 为普朗克常量, c 为真空中光速.

如图 3, 我们测量了温度 $T = 3.5$ K, 波长 $\lambda = 1550$ nm, 重复频率 $f = 10$ MHz, 不同功率光脉冲照射下器件的临界电流 I_c . 发现 μ (photons/pulse) 对 I_c 有压缩作用: μ 越大, 相应的 I_c 值越小, 且两者近似呈指数衰减 $I_c \approx \exp(k \cdot \mu + b)$. 由于光也是一种电磁波, 光强越强, 相应的磁场 H 越

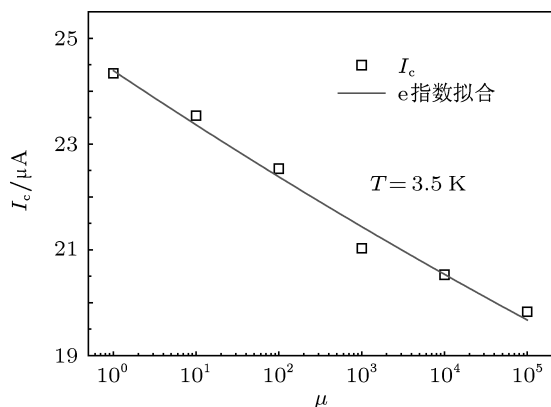


图3 通过器件的 I - V 曲线获得的不同 μ 值下的临界电流

强. 由超导体 $T_C - H_c - j_c$ 之间的相互制约关系, H 的增大会引起 j_c 的减小, 从而对 I_c 产生压缩作用.

3.2 光子响应

采用如图 1 的实验装置对不同偏置电流 I_b 下 CR 与光功率的变化关系进行了测量. 将样品置于 3.5 K 制冷机中, 确定固定衰减器个数, 设定激光光源波长 $\lambda = 1550$ nm, 重复频率 $f = 10$ MHz, 然后调节激光源输出功率和可变衰减器的衰减值, 使功率计上的显示值达到所要数值. 这样, 由 (2) 式计算得到 μ 值 (注意, 此处的 P 值为功率计的读数, A 值为固定衰减器的衰减倍数). 通过 Labview 2009 构建的 CR 测量系统, 依次调节 Keithley 2400 源表偏置电压 U , 同时测量偏置电流 I_b , 由 SR400 测量时间段 t 中 SSPD 产生电脉冲数 N , 得到计数率 $CR = N/t$, 检测概率 $P_d = CR/f$. 这样就得到了某一 μ 值下器件的 CR - I_b 曲线. 经过多次测量, 可以得到一个 μ - CR - I_b 的关系, 如图 4.

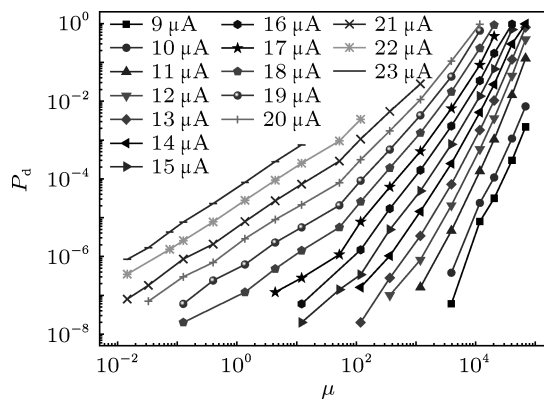


图4 不同偏置电流 I_b 下, 检测概率 P_d 与 μ 的变化关系

由于所用激光源为皮秒脉冲激光, 其激光脉冲宽度小于 SSPD 响应时间, 即对于一个光脉冲, SSPD 至多只能响应一个电脉冲信号. 因此在 f 很大时, P_d 反映了器件的检测概率, 即对光脉冲数检测能力的大小. P_d 与量子效率 QE 的概念是完全不同的, P_d 是对器件响应单位时间内光脉冲数的一种描述, QE 则是对器件响应单位时间内光子数的一种描述.

可以发现图 4 中的曲线在双对数坐标下近似表现出线性关系, 对其中曲线进行线性拟合, 发现拟合斜率与偏置电流 I_b 呈负相关 (图 5), 即偏置电流 I_b 越接近临界电流 I_c , 对应的斜率越小.

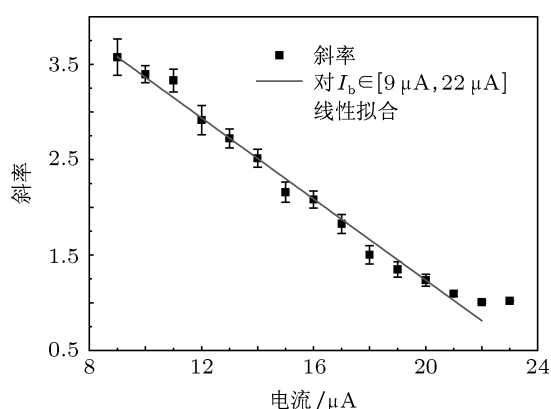


图 5 拟合斜率与偏置电流 I_b 之间的关系

3.3 光子数分辨

由前面的实验可以看到, 随着入射平均光子数 μ 增大, 器件的临界电流 I_c 减小. 同时, 不同的偏置电流 I_b 下, P_d 增加速率不同. 偏置电流 I_b 越小, 则 P_d 随 μ 变化越快. 这里可以结合量子光学半定量分析上述过程.

根据量子光学理论, 对于相干光源, 每个脉冲中包含光子数 n 近似可以用 Poisson 分布的概率模型来描述^[6,7]. 下面的分析均建立在这个假设之上.

令每个脉冲的平均光子数为 μ ($\mu > 0$), n 为某一脉冲中所含实际光子数, $P(n)$ 则表示其相应出现的概率. 由上面假设可知

$$P(n) = e^{-\mu} \mu^n / n!, \quad (3)$$

对 Hotspot 大小 S_{hotspot} 做如下假设:

$$S_{\text{hotspot}} \propto E = nh\nu, \quad (4)$$

其中 h 为普朗克常量, ν 为光波频率, n 为光子数.

假设 SSPD 的吸收率为 100% 的理想情况, 即只要有光子到达 SSPD 表面均被吸收. 对于某一偏置

电流 I_b , SSPD 完全失超所需能量存在最小值 E_0 , 即光子能量大于等于该值均能使 SSPD 由超导态变为电阻态, $n_0 = \lceil E_0/h\nu \rceil$ (表示大于等于 $E_0/h\nu$ 的最小整数), 基于前面 Poisson 分布假设, 可得所能产生的最大电脉冲数

$$\begin{aligned} \text{CR}_{\text{max}} &= P(n \geq n_0) \cdot f \\ &= \sum_{k=n_0}^{\infty} \frac{e^{-\mu} \mu^k}{k!} \cdot f, \end{aligned} \quad (5)$$

则

$$\begin{aligned} P_{d \text{ max}} &= \text{CR}_{\text{max}} / f = \sum_{k=n_0}^{\infty} \frac{e^{-\mu} \mu^k}{k!} \\ &= P(n_0) + P(n_0 + 1) + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

当 $0 < \mu \ll 1$ 时, $e^{-\mu} \approx 1$, (6) 式可近似成

$$\begin{aligned} P_{d \text{ max}} &= P(n_0) + o(P(n_0)) \\ &\approx P(n_0) \approx \mu^{n_0} / n_0!. \end{aligned} \quad (7)$$

对 (7) 式两边取对数可得:

$$\begin{aligned} \lg P_{d \text{ max}} &\approx \lg P(n_0) \\ &\approx n_0 \lg \mu - \lg n_0!. \end{aligned} \quad (8)$$

这样若以 $\lg \mu$ 为 X 轴, $\lg P(n_0)$ 为 Y 轴做曲线, 则 n_0 就代表了曲线的斜率. 从上面的分析, 可以看出图 4 中曲线斜率的物理意义: 斜率的大小反映了 SSPD 响应的光子数. 下面通过简单的数学分析来解释图 3 和图 5.

对于 SSPD 而言, 其临界电流 I_c , 临界电流密度 j_c 是 SSPD 的固有特性, 且当电流均匀分布时有 $j_c = I_c/s_0$, 其中 s_0 为线条截面积. 在某一偏置电流 I_b 下, 光子入射时, SSPD 表面会形成 Hotspot, 由 (4) 式, Hotspot 的面积 $s \propto nh\nu$, 此时 $j = I_b/(s_0 - s)$. 当 $j = I_b/(s_0 - s) \geq j_c$ 时, SSPD 处于临界状态或阻态.

于是

$$\begin{cases} j_c = I_c/s_0 \\ j = I_b/(s_0 - s) \geq j_c \end{cases}. \quad (9)$$

由 (9) 式我们可以推得

$$nh\nu \propto s \geq \frac{I_c - I_b}{j_c}. \quad (10)$$

(10) 式定性给出了 SSPD 检测光子的条件. 考虑到 n 存在极小值 1, s 也应存在对应极限值 s_{min} . 当 I_b 足够接近 I_c 时, 若 s_{min} 满足 (10) 式, 则 SSPD

可以检测到光子. 此时, n 处于极小值 1, 不随 I_b 的增加而进一步减小. 当 I_b 较小时, s_{\min} 不能满足 (10) 式, 则存在 $n > 1$ 使得 (10) 式中的等式关系成立, 这样 I_b 和 n 显示出负相关关系. 图 5 在 $I_b \in [9 \mu\text{A}, 22 \mu\text{A}]$ 时, I_b 与斜率显示出近似线性关系; $I_b = 22$ 和 $23 \mu\text{A}$ 时, n 处于极小值 1 附近.

图 3 的测量环境和图 4 是相近的, 区别只在于光功率的取值. 可以发现事实上测量中有 $I_{c\text{-suppressed}} = I_{b\text{max}}$, 由于 μ 值表征了光脉冲的能量, 由 (10) 式可以得到

$$I_{c\text{-suppressed}} = I_{b\text{max}} = j_c \cdot (s_0 - s), \quad (11)$$

其中 s 与 μ 正相关.

由 (11) 式, 可以定性解释图 3 中 $I_{c\text{-suppressed}}$ 与 μ 之间的负相关关系. 比较图 3 和图 5, 发现两组数据的变化趋势不同 (图 3 近似指数关系, 图 5 近似线性关系). 考虑到 μ 和 n 是不同的: μ 为激光脉冲的平均光子数, 图 3 反映了激光源发出光子到 SSPD 对其响应 (I_c 被压缩) 这一整个过程中 μ 与 $I_{c\text{-suppressed}}$ 的关系; 而 n 为 SSPD 检测到的光子数, 图 5 仅反映了 SSPD 吸收光子的过程中吸收的光子数 n 与偏置电流 I_b 的关系. 图 3 和图 5 之间

的区别是可以理解的.

与此同时, 由于 Poisson 模型进行的分析中 n_0 的值应该为整数, 但图 4 中曲线的倾斜程度是近似连续变化的 (图 5 中可以看出), 这一点可以从 SSPD 线条的均匀性角度进行分析: 由于加工工艺的限制, SSPD 蜿蜒线的线条宽度不可能是完全均一的, 不同的位置可能对应着不同的 s_0 . 某一偏置电流 I_b 下, 不同位置能够响应的光子数 n 也会不同. n 为非整数的情况可以看作是不同位置响应光子数加权平均的结果.

4 结论

综上所述, 本文实验测量了在温度 3.5 K 时, 波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$, 重复频率 $f = 10 \text{ MHz}$, 不同入射光子数对 SSPD 临界电流 I_c 的压缩作用和 SSPD 器件超导纳米线在不同偏置电流 I_b 下对不同功率光脉冲的多光子响应特性, 同时基于 Poisson 分布假设和 Hotspot 效应分析了实验结果. 实验说明了波长 λ 一定时, 不同偏置电流 I_b 下, SSPD 的响应 CR 对应不同的光子数 n : I_b 越接近 I_c , 响应对应光子数 n 越小.

-
- [1] 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
- [2] Yan Z Z, Akhlaghi M K, Orgiazzi J L, Majedi A H 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 380
- [3] Zhang L, Zhao Q, Zhong Y, Chen J, Cao C, Xu W, Kang L, Wu P, Shi W 2009 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **97** 187
- [4] Hofherr M, Rall D, Ilin K, Siegel M, Semenov A, Hübers H W, Gippius N A 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 014507
- [5] Zhang L B, Zhong Y Y, Kang L, Chen J, Ji Z M, Xu W W, Cao C H 2009 *Chin. Sci. Bull.* **54** 2150
- [6] Zhao Q, Zhang L, Jia T, Kang L, Xu W, Chen J, Wu P 2011 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **104** 673
- [7] Korneev A, Lipatov A, Okunev O, Chulkova G, Smirnov K, Gol'tsman G, Zhang J, Slys W, Verevkin A, Sobolewski R 2003 *Microelectron. Eng.* **69** 274
- [8] Sobolewski R, Verevkin A, Gol'tsman G N, Lipatov A, Wilsher K 2003 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13** 1151
- [9] Zhang J, Boiadjieva N, Chulkova G, Deslandes H, Gol'tsman G N, Korneev A, Kouminov P, Leibowitz A, Lo W, Malinsky R, Okunev O, Pearlman A, Slys W, Smirnov K, Tsao C, Verevkin A, Voronov B, Wilsher K, Sobolewski R 2003 *Electron. Lett.* **39** 1086
- [10] Takesue H, Nam S W, Zhang Q, Hadfield R H, Honjo T, Tamaki K, Yamamoto Y 2007 *Nat. Photonics* **1** 343
- [11] Wang Z, Zhao X J, He M, Zhou T G, Yue H W, Yan S L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3481 (in Chinese) [王争, 赵新杰, 何明, 周铁戈, 岳宏卫, 阎少林 2010 物理学报 **59** 3481]
- [12] Zinoni C, Alloing B, Li L H, Marsili F, Fiore A, Lunghi L, Gerardo A, Vakhtomin Y B, Smirnov K V, Gol'tsman G N 2007 *Appl. Phys. Lett.* **96** 089901
- [13] Hu X L, Holzwarth C W, Masciarelli D, Dauler E A, Berggren K K 2009 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19** 336
- [14] Bitauld D, Marsili F, Gaggero A, Mattioli F, Leoni R, Nejad S J, Levy F, Fiore A 2010 *Nano Lett.* **10** 2977
- [15] Divochiy A, Marsili F, Bitauld D, Gaggero A, Leoni R, Mattioli F, Korneev A, Seleznev V, Kaurova N, Minaeva O, Gol'tsman G, Lagoudakis K G, Benkhaoul M, Levy F, Fiore A 2008 *Nat. Photonics* **2** 302
- [16] Ejrnaes M, Casaburi A, Quaranta O, Marchetti S, Gaggero A, Mattioli F, Leoni R, Pagano S, Cristiano R 2009 *Supercond. Sci. Technol.* **22** 055006
- [17] Ejrnaes M, Cristiano R, Quaranta O, Pagano S, Gaggero A, Mattioli F, Leoni R, Voronov B, Gol'tsman G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 262509
- [18] Cheng N, Huang G F, Wang J D, Wei Z J, Guo J P, Liao C J, Liu S H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5338 (in Chinese) [程楠, 黄刚锋, 王金东, 魏正军, 郭健平, 廖常俊, 刘颂豪 2010 物理学报 **59** 5338]
- [19] Semenov A D, Haas P, Gunther B, Hubers H W, Il'in K, Siegel M 2008 *J. Low Temp. Phys.* **151** 564
- [20] Santavica D F, Reulet B, Karasik B S, Pereverzev S V, Olaya D,

- Gershenson M E, Frunzio L, Prober D E 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 083505
- [21] Jahanmirinejad S, Fiore A 2012 *Opt. Express* **20** 5017
- [22] Zhang L, Kang L, Chen J, Zhong Y, Zhao Q, Jia T, Cao C, Jin B, Xu W, Sun G, Wu P 2011 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **102** 867
- [23] Zhang L B, Kang L, Chen J, Zhao Q Y, Jia T, Xu W W, Cao C H, Jin B B, Wu P H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 038501 (in Chinese) [张蜡宝, 康琳, 陈健, 赵清源, 郑涛, 许伟伟, 曹春海, 金鹰兵, 吴培亨 2011 物理学报 **60** 038501]
- [24] Mattioli F, Leoni R, Gaggero A, Castellano M G, Carelli P, Marsili F, Fiore A 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 054302

Response properties of NbN superconductor nanowire for multi-photon*

Zhou Yu Zhang La-Bao[†] Jia Tao Zhao Qing-Yuan Gu Min Qiu Jian
Kang Lin Chen Jian Wu Pei-Heng

(Department of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 11 February 2012; revised manuscript received 16 April 2012)

Abstract

In this paper, we study the response properties of multi-photon of NbN superconductor nanowire in superconducting single photon detector (SSPD). We measure the NbN nanowire device's DC characteristics and detection probability for single and multi-photon light pulse signal at a temperature of 3.5 K. The measured results show that the superconducting transition current of superconductor nanowire decreases as light irradiation intensity increases. The photon number detected by SSPD is derived from the slope of detection probability versus light intensity. We find that the detected photon number increases as superconducting nanowire bias current decreases. Moreover, based on quantum optics and hotspot theory, we analyze the mechanism of the multi-photon response of superconducting nanowire semi-quantitatively. This result may be of benefit to understanding SSPD and developing the SSPD with the capability of resolving photon number.

Keywords: single photon, superconductor, nanowire, multi-photon

PACS: 85.25.Pb, 07.57.Kp, 85.60.Gz, 03.67.Hk

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CBA002000), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA010204), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61101012).

[†] E-mail: Lzhang@nju.edu.cn