具有高临界电流侧堤结构的超导宽条光子探测器

藪野正裕[1, *]，千名文博[1]，寺井弘高[1]，和三木重人[1,2]

[1] 日本国立信息通信技术研究所先进信息通信技术研究院，588-2 Iwaoka, Nishi-ku, Kobe 651-2492, Japan[2] 神户大学工学研究生院，1-1 Rokkodai-cho, Nada, Kobe 657-0013, Japan

* masahiro.yabuno@nict.go.jp

摘要

超导条带单光子探测器具有出色的光子探测性能，是光子量子计算和量子网络等前沿光学科学与技术不可或缺的工具。为了利用简单的直线条带实现高偏振无关探测效率，宽度达数十微米的超宽超导条带具有重要应用价值。然而，要使超宽条带对红外光子具有探测灵敏度，需要为其提供足够大的超导偏置电流，这一过程面临诸多挑战。其主要困难在于条带中的超导电流分布不均，这会产生过量的本征暗计数。在此，我们提出了一种具有高临界电流汇流结构（HCCB结构）的新型超导宽条带光子探测器（SWSPD）。该HCCB结构能够抑制本征暗计数，并使宽条带能够获得足够大的超导偏置电流。我们通过实验验证了采用HCCB结构、宽度为20-μm的SWSPD，在1550 nm波长光子探测中实现了~78%的偏振无关系统探测效率，以及 ~80 cps的系统暗计数率。此外，还实现了29.8 ps的快速时间抖动。采用光刻技术制造的这种超宽SWSPD兼具高效率、低暗计数和快速时间分辨率，为大规模光学量子技术的发展铺平了道路，而这些技术将需要数量庞大的具有极致性能的单光子探测器。

正文

单光子探测器对于广泛的科学研究应用至关重要，涵盖生物科学到天体物理学等领域。量子网络和量子计算机等新兴量子技术将需要大量性能卓越的单光子探测器。

尽管已经开发出多种能够高效探测单光子的探测器，包括光电倍增管、雪崩光电二极管和超导探测器，但采用载流超导条带的单光子探测器仍是最具前景的候选器件之一。超导纳米条带单光子探测器（SNSPDs 或 SSPDs）采用宽度约为 100 nm 的超导条带，于 2001 年首次得到演示，并在过去二十年中取得了快速发展 [1–2]。其探测性能已达到极高水平，包括超过 98% 的系统探测效率（SDE）[3,4], 、低于 0.0001 Hz 的低暗计数率（DCR）[5], 、低于 3 ps 的快速定时抖动 [6],，以及超过 1 GHz 的高最大计数率 [7]。此外，通过采用阵列式 SNSPD 和/或特定的读出技术，已实现单光子成像 [8–15] 和光子数分辨探测 [16–21] 。这些特性使 SNSPD 不仅成为量子技术领域 [22–26], 的关键器件，还广泛应用于从生物成像 [27,28] 到遥感 [29–31] 和空间通信 [32] 等多个领域。

近年来，条带宽度为1 μm或更大的超导微条单光子探测器（SMSPD）为超导条带单光子探测器的发展带来了新的可能。多年来，人们一直认为，宽度约为100 nm的窄超导条带是实现单光子探测的必要条件，尤其是在红外波长范围内。2018年，Korneeva 等 人利用宽度为数微米的超导条带实现了近红外单光子探测 [33], ，实验结果与基于涡旋模型的预测一致 [34]。这项创新研究激发了人们对载流超导条带内部物理过程的兴趣，并提出了一个根本性问题：能够探测单个光子的条带宽度上限是多少。微米尺度的宽超导条带具有纳米尺度条带无法提供的诸多实用优势。宽度大于光斑直径的超导条带可实现简单的直条探测器；其填充因子为100%，因此效率高，且由于其光敏区域几何形状未经图案化，因而不受偏振影响。通过光刻技术制造宽条带可提高制造通量和良率，从而增加单光子成像仪和光子数分辨探测器所含的像素数量。此外，宽条带有利于在保持低动能电感和高时间响应的同时，构建更大的光敏区域。为实现这些优势，过去几年中，人们积极开发了基于各种超导材料的SMSPD [35–43]。此外，人们还研究了这些超导条带的几何形状，以减小几何电流拥挤效应；该效应会降低开关偏置电流并限制探测效率[44–47]。克服这些挑战后，采用宽度接近1 μm的超导条带已实现超过90%的系统探测效率[46,47]。然而，尽管实际

重要性，探测采用宽度超过 10 μm 的更宽超导条带实现单光子探测，同时保持较高的探测效率，仍然极具挑战性。这一困难的主要原因之一是探测器过高的本征暗计数，其数值会随着条带宽度和偏置电流的增加而上升。

为了减少这些本征暗计数，我们提出了一种新型超导条带结构，该结构在条带宽度方向上具有两种不同的临界电流，其中边缘区域的临界电流高于中心区域。我们将这种结构称为高临界电流边缘结构（HCCB）。利用这种结构，我们采用宽度为 20-μm 的氮化铌钛（NbTiN）超导宽条带光子探测器（SWSPD），实现了近红外波长范围内的单光子探测。所提出的条带结构成功抑制了本征暗计数的增加，同时为宽条带提供了更高的偏置电流。因此，该探测器在实现高系统探测效率（SDE）的同时，保持了较低的暗计数率（DCR）。此外，我们还展示了 SWSPD 在高偏置电流条件下的偏振不敏感特性和快速定时抖动性能。这些结果标志着向实现兼具高 SDE、低 DCR 和快速定时抖动性能的超宽 SWSPD 迈出了重要一步。此外，这些结果还将为研究载流超导条带中的光子探测动力学和暗计数产生机制提供有价值的见解。

具有高临界电流旁路结构的 SWSPD 概念

利用更宽的超导条带实现高效率单光子探测，需要向条带提供足够高的偏置电流，同时抑制本征暗计数。然而，在实际应用中，由于磁通密度分布的影响 [48]，偏置电流的分布集中在条带边缘附近。由于 SNSPD 和 SMSPD 通常设计为在条带宽度方向上具有均匀的厚度和超导性，偏置电流的集中会诱发涡旋从侧边缘进入，导致本征暗计数随着偏置电流的增加而迅速上升。因此，在能够向条带中心区域提供足够的偏置电流之前，条带就会永久切换至常态导电状态。

为解决这一问题，我们提出了一种具有HCCB结构的超导条带，如图1所示。在所提出的器件中，条带两侧的边缘区域经过结构设计，使其单位宽度的临界电流高于中央区域。这些侧边条带区域可抑制涡旋进入条带，从而降低本征暗计数。因此，足够高的偏置电流能够沿条带宽度方向更均匀地施加到中央区域。此外，由于中央区域作为光子探测区域，而侧边区域不参与探测，因此可以在一定程度上抑制由条带侧边缘缺陷（例如制造过程造成的缺陷）引起的灵敏度限制。

宽幅常规SMSPD的探测性能

在测试我们的器件概念之前，我们研究了采用条带宽度方向均匀超导设计的 SMSPD 的光子探测特性。图 2 展示了厚度约为 4.9 nm、条带宽度为 20 μm、长度为 20 μm 的 NbTiN 直条带探测器在 (a) 0.76 K 和 (b) 2.2 K 温度下，系统探测效率（SDE）和暗计数率（DCR）随偏置电流变化的关系。除侧边条带区域的结构外，该探测器的形状与后文将介绍的新型探测器概念所采用的形状相同。照射探测器的光子波长为 1550 nm，平均光子数调节为 1×10^5photons/s。该宽度为 20-μm 的 SMSPD 器件成功实现了近红外波长下的单光子探测。然而，正如上述概念中所述，本征暗计数的快速增加限制了器件在高偏置电流区域的工作。因此，器件在达到 SDE 饱和之前便永久转变为正常导电态。具体而言，在 2.2 K 的温度下，本征暗计数从低得多的偏置电流开始上升，导致器件在高偏置电流区域的工作受到严重限制。因此，抑制本征暗计数是采用更宽超导条带实现更高探测效率的一项重要要求。

采用HCCB结构的SWSPD制造工艺

在本研究中，我们采用氩（Ar）离子束辐照，降低中央区域单位条带宽度的临界电流，从而实现了所提出的条带结构。Ar 离子束辐照可有效降低超导薄条带的临界温度，以及可施加于该条带的最大超导电流。例如，厚度约为 5.9 nm、宽度为 10-μm 的 NbTiN 条带，经 Ar 离子束辐照 5 s 后，临界温度从 8.2 K 降至 6.4 K（初步实验详情见扩展数据图 2）。图 3 展示了经 Ar 离子束辐照的 SWSPD 器件的示意图和显微图像。我们制作了两种 SWSPD 器件进行对比，它们的条带接受 Ar 离子束辐照的区域不同。图 3a 展示了条带中央区域经 Ar 离子束辐照的 SWSPD 器件，由此形成临界电流较高的两侧条带区域。显微图像中的红色虚线标示了 Ar 离子束辐照区域的边界。图 3b 展示了整个条带宽度均接受 Ar 离子束辐照的 SWSPD 器件，其超导性在整个条带宽度上均匀分布。请注意，图 3 所示器件未采用用于增强光子吸收的光学腔结构。为制作这些器件，我们首先采用直流磁控反应溅射，在带有热氧化层的硅晶圆上沉积厚度约为 5.9 nm 的 NbTiN 薄膜。随后，利用无掩模光刻和反应离子刻蚀，将 NbTiN 薄膜图案化，制成长度为 20 μm、宽度为 20 μm 的宽条带及共面波导（CPW）结构

刻蚀。随后，采用 Ar 离子束对宽条带长度为 15 μm 的区域进行辐照，以降低条带中的临界电流。对于具有 HCCB结构 的 SWSPD 器件，Ar 离子束辐照区域的宽度为 18 μm，因此两侧条带区域的宽度各为 1 μm。将制作完成的器件置于 He-4 吸附式制冷机中冷却至 0.76 K 至 2.2 K 的温度范围，随后评估其对波长为 1550 nm 的光子的探测性能。

采用 HCCB 结构的 SWSPD 的探测性能

图4显示了两种类型的SWSPD器件在0.76 K和2.2 K温度下，系统探测效率（SDE）和暗计数率（DCR）随偏置电流的变化关系。连续波（CW）激光光源发射的光子经衰减后，光强降至1×10^5 光子/s，并在通过偏振控制模块后，经由单模光纤传输至制冷机中。器件背面受到光子照射时，在宽条带上形成的光斑尺寸经过调节，其$1/e^2$直径约为8.2 μm，且光斑中心与光敏区域的中心对齐。为防止器件永久转变为正常导电态，并确保SWSPD器件稳定运行，在制冷机射频（RF）输入/输出端口的外部采用了一个串联的220 nH电感器和一个并联的12.5 Ω 分流电阻器（实验装置的详细信息见方法部分和扩展数据图1）。

以对数形式显示的暗计数曲线具有两个斜率不同的区域。在低偏置电流范围内，计数缓慢增加并趋于饱和，这是由外部暗计数引起的，主要来源于黑体辐射；而在高偏置电流范围内，计数急剧增加，则是由这些器件固有的本征暗计数引起的。不含侧条带区域的SWSPD，其本征暗计数从相对较低的偏置电流开始增加，导致器件在探测效率接近饱和之前便转变为正常导电态。相比之下，具有HCCB结构的SWSPD成功地将本征暗计数的上升推迟至更高的偏置电流范围，并具有更宽的外部暗计数区域。因此，该器件的探测效率明显达到饱和，并呈现出宽广的平台区，表明其内部探测效率达到了100%。这些结果清楚地证明了HCCB结构在抑制本征暗计数方面的作用，从而提高了可施加于宽条带的最大偏置电流，最终改善了探测效率。

接下来，为了提高系统探测效率（SDE），我们将采用HCCB结构的SWSPD集成到双面光学腔中，该光学腔的设计旨在增强波长为1550 nm的光的吸收。为提高其对近红外光子的灵敏度，我们将NbTiN薄膜厚度略微减小至5.6 nm。图5展示了集成在光学腔内的HCCB结构SWSPD的系统探测效率（SDE）和暗计数率（DCR）随偏置电流的变化。插图显示了

示意图，展示了采用双面光学腔的SWSPD横截面结构。在温度为0.76 K时，系统探测效率为~78%，且平台区宽广；暗计数率为~80 cps。由于SDE曲线在偏置电流远低于本征暗计数开始上升时便已饱和，因此可通过适当滤波（例如使用低温光学滤波器）来降低外部因素，从而进一步减少系统暗计数[50]。此外，SDE曲线中宽广的平台区表明，即使对于波长长得多的光子，该探测器仍具有很高的灵敏度。

随着温度升高，在较低偏置电流下本征暗计数便会增加，从而限制器件能够稳定运行的最大偏置电流。然而，即使在 2.2 K 的温度下，当探测器接近系统探测效率（SDE）曲线的饱和区时，仍实现了 ~76% 的系统探测效率（SDE），且暗计数率（DCR）低于 100 cps。

图6a展示了在偏置电流为 2.7 mA、温度为 0.76 K 时，系统探测效率在 1548 至 1552 nm 范围内对波长的依赖关系。系统探测效率以约 0.7 nm 为周期的变化，是由硅晶圆及其热氧化层的前后表面之间产生的光学干涉所致。在变化曲线峰值附近的波长处，系统探测效率达到 ~80%。我们认为，通过对光学腔设计和制造工艺进行适当的精细调节，可以进一步提升系统探测效率。

图6b显示了在偏置电流为2.7 mA、温度为0.76 K时，改变输入制冷系统的光子的偏振态所测得的系统探测效率（SDE）。光子的偏振态通过偏振控制模块进行调节，该模块由偏振片、半波片和四分之一波片组成。随着半波片从0°旋转至90°、四分之一波片从0°旋转至45°（步进均为5°），系统探测效率（SDE）相应地从最高78.7%变化至最低78.0%。这些结果表明，该探测器具有较低的偏振敏感性。

最后，我们使用一台波长为1550 nm、脉冲宽度为100 fs、重复频率为10 MHz的飞秒脉冲激光器，评估了具有HCCB结构的SWSPD的时间抖动性能。每个脉冲的光子数设定为0.001 photons/pulse。图6c显示了在偏置电流为2.8 mA、温度为0.76 K时测得的时间抖动直方图。采用具有HCCB结构、宽度为20-μm的SWSPD，实现了29.8 ps的半高全宽定时抖动。

结论

我们展示了一种新型超导宽条带探测器，其侧边条带区域的单位宽度临界电流高于宽条带的中央区域。采用这种HCCB结构，即使在条带更宽的光子探测器中，也能有效抑制本征暗计数

超导条带。因此，通过施加足够高的偏置电流，采用HCCB结构的SWSPD实现了~78%的系统探测效率和~80 cps的暗计数率。该器件的条带总宽度为20 μm，并集成于一个光学腔中；该光学腔经过设计，可增强1550 nm波长处的光吸收。系统探测效率随偏置电流的变化呈现出宽阔的平台区，这表明在1550 nm波长处，内部探测效率达到了100%，并且即使对于波长长于1550 nm的光子，探测器也具有很高的灵敏度。由于条带宽度远大于光斑直径，探测效率不受输入光子偏振态的影响。通过优化光学腔设计和制造工艺，还可进一步提高系统探测效率。通过适当滤波降低外部因素，也可进一步降低系统暗计数。我们还在采用HCCB结构、宽度为20-μm-的宽条带SWSPD上实现了29.8 ps的定时抖动。这一结果表明，即使对于具有更宽超导条带的光子探测器，施加足够高的偏置电流也能实现快速定时抖动。这些结果为开发具有高探测效率、低暗计数和快速时间分辨率的超宽SWSPD开辟了可能，并有助于揭示当前载流超导条带中本征暗计数的起源。这些超高性能SWSPD可通过光刻技术以高良率批量制造，将推动未来大规模量子信息与通信技术的实现；这些技术将需要数量庞大的极高性能单光子探测器。

方法

器件制备

首先，采用反应式直流磁控溅射法，在带有热氧化二氧化硅（SiO_2）层的硅（Si）晶圆上沉积氮化铌钛（NbTiN）薄膜。Si 晶圆的厚度为 450 μm，两个表面均包含厚度为 260 nm 的 SiO_2 层。通过控制沉积时间，将 NbTiN 薄膜的厚度调节至约 4.9 至 5.9 nm 的范围。随后，采用光刻和反应离子刻蚀工艺，将 NbTiN 薄膜加工成具有共面波导结构的宽条带。在本研究中，所有光刻工艺均使用无掩模对准曝光机（MLA 150，Heidelberg Instruments GmbH）和正性光刻胶（AZ MiR 703）。为了调节 NbTiN 薄膜的超导性能并形成光接收区域，使用 Ar 离子束对宽条带进行 5 s 的辐照，辐照过程中宽条带覆盖有图案化的光刻胶层。离子束的电压和电流分别调节为 300 V 和 250 mA。采用剥离工艺制备了用于增强光子吸收的光学腔结构。首先，通过热蒸发沉积法在宽条带上沉积厚度为 204 nm 的一氧化硅（SiO）绝缘层。随后，沉积一层厚度为 150 nm 的金（Au）反射镜，其具有 3-

纳米-厚的钛（Ti）粘附层随后通过热蒸发沉积法沉积。最后，将这三层剥离，在宽条带的光接收区域形成一个方-形光学腔结构，该结构位于光-接收区域。

探测效率测量

探测器采用 He-4 吸附式制冷机进行冷却，最低可达到的温度为 0.76 K。使用可调谐连续波（CW）激光光源（TSL-550，Santec）作为光子源，其波长可调范围为 1480 至 1630 nm。通过光功率控制器（81576A，Keysight Technologies）和可变光衰减器（81570A，Keysight Technologies），将输入光子数控制在平均每秒 1×10^5 个光子的水平。输入光子的偏振态通过手动控制的偏振控制器（Optoquest）进行调节，该控制器由一个偏振片、一块半波片和一块四分之一波片组成。光子通过单模光纤（SMF-28e）引入制冷机，并利用制作在光纤尖端的渐变折射率（GRIN）透镜，从器件芯片的背面聚焦到宽条带的光接收区域。GRIN 透镜的工作距离为 150 μm，宽条带上的光斑尺寸约为 8.2 μm（$1/e^2$ 直径）。探测器的偏置电流由电压源（SIM928，Stanford Research Systems）通过偏置三通（5575A，Picosecond Pulse Labs）提供，并串联一个 1 kΩ 电阻。在制冷机外部的射频输入/输出端口，串联一个 220 nH 电感，并联一个 12.5 Ω 分流电阻。这些电气元件可防止锁存现象，并稳定探测器的运行。探测器的输出信号通过低噪声放大器（LNA-1800，RF Bay）进行放大，并使用光子计数器（SR400，Stanford Research Systems）进行计数。

定时抖动测量

采用脉冲宽度为~100 fs、重复频率为10 MHz的1550纳米飞秒脉冲激光源（FPL-02CFF，Calmar Laser）代替连续波（CW）激光源作为光子源。所有其他光学元件及其布置均与探测效率测量中所使用的相同。将每个脉冲的平均光子数控制为0.001个光子/脉冲。用于驱动探测器的电气元件以及用于放大输出信号的低噪声放大器，也均与探测效率测量中所使用的元件相同。使用时间相关单光子计数器（HydraHarp 400，PicoQuant GmbH）对探测器的输出信号和激光源的同步信号进行计数，以测量探测事件的时间直方图。

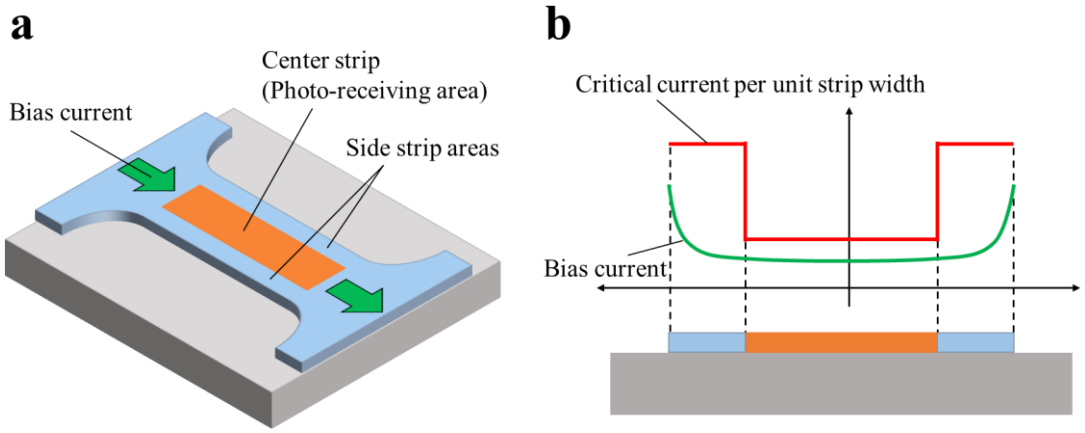


图 1 | 具有HCCB结构的新型SWSPD概念。 **a**，具有中心条带区域（作为光接收区域）以及形成于中心条带区域外侧的侧条带区域的SWSPD器件示意图。**b**，SWSPD器件的横截面图，以及示意图，展示了宽条带单位条带宽度的临界电流分布和宽条带中流动的偏置电流。超导条带中的偏置电流集中在边缘附近，从而诱发涡旋从侧边缘侵入，并导致本征暗计数迅速增加。新型超导条带结构的侧条带区域具有比中心条带区域更高的单位条带宽度临界电流，以抑制涡旋侵入条带以及本征暗计数的增加。我们将这种结构称为高临界电流边缘结构（HCCB结构）。

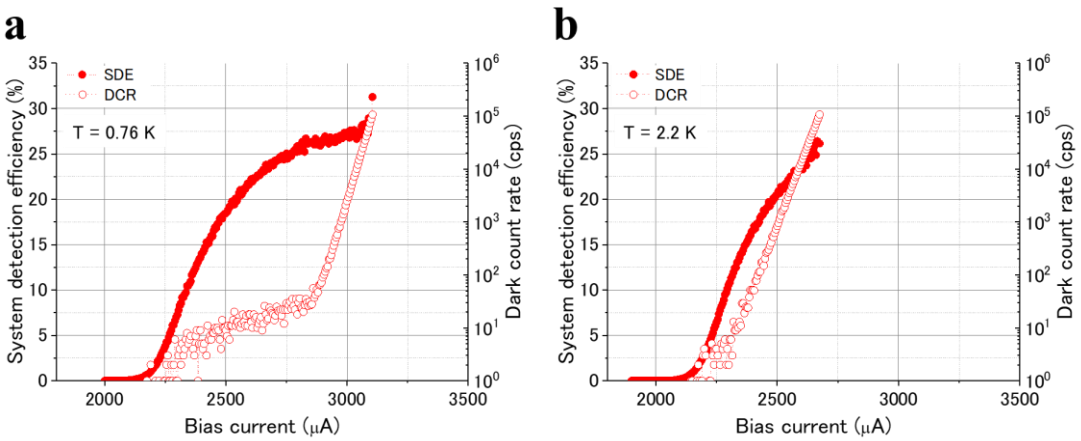


图 2 | 宽条带传统 SMSPD 的系统探测效率和暗计数率随偏置电流的变化关系。 **a**，在 0.76 K 温度下测得的系统探测效率（红色实心圆）和暗计数率（红色空心圆）曲线。NbTiN 微条带厚度约为 4.9 nm。条带宽度和长度均为 20 μm。照射条带的光子波长为 1550 nm。在系统探测效率曲线达到平台之前，本征暗计数的快速增加已阻止器件运行。**b**，在 2.2 K 温度下测得的系统探测效率和暗计数率曲线。本征暗计数在更低的偏置电流下便开始增加，严重限制了器件运行。

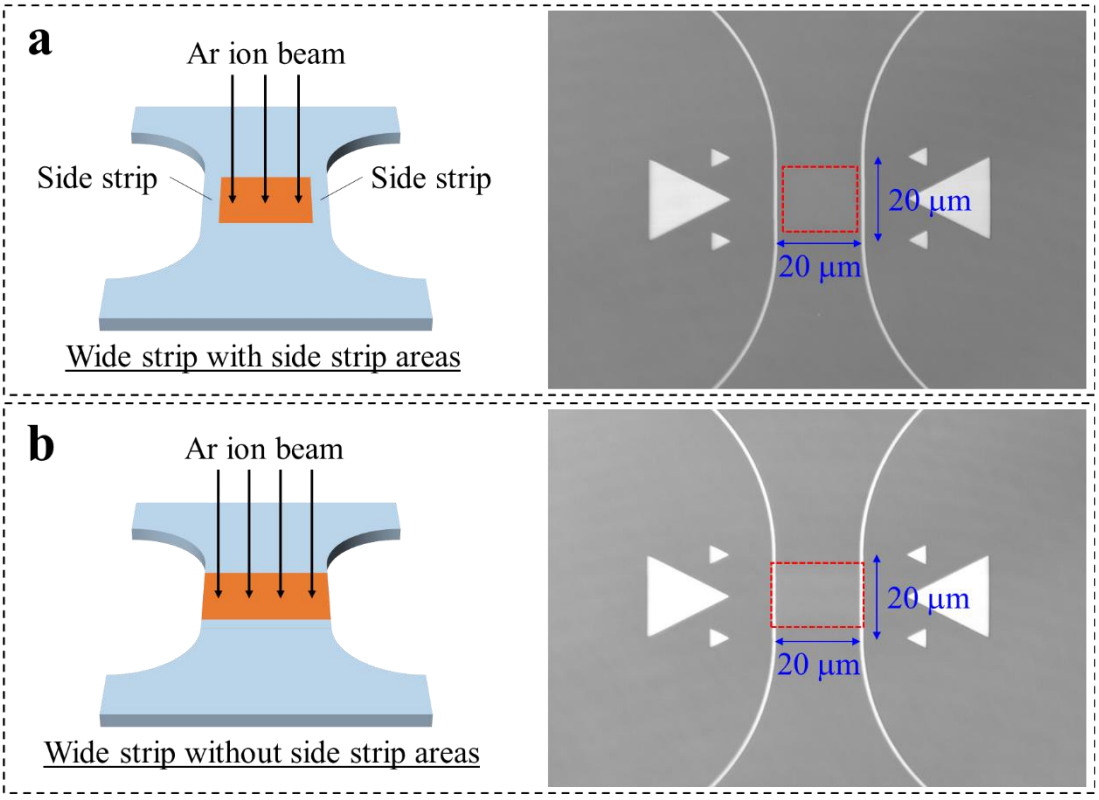


图 3 | 经 Ar 离子束辐照的 SWSPD 器件示意图和显微图。 **a**，具有 HCCB结构 的 SWSPD 器件。Ar 离子束辐照宽条带的中央区域，形成单位条带宽度临界电流较高的侧条带区域。显微图中，Ar 离子束辐照区域由红色虚线标出。**b**，不具有 HCCB结构 的 SWSPD 器件。Ar 离子束辐照宽条带的整个宽度，使宽条带的超导性在整个宽度上均匀分布。

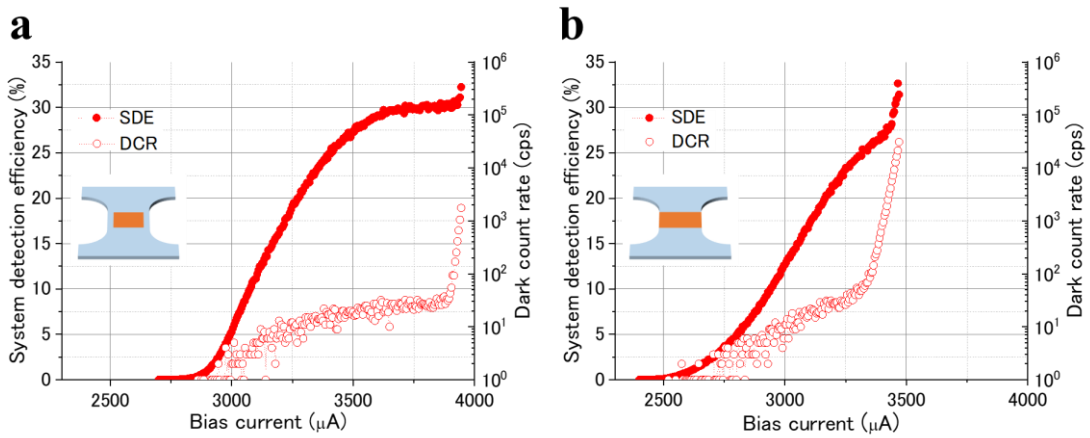


图 4 | 采用 Ar 离子束辐照的 SWSPD 器件的系统探测效率和暗计数率随偏置电流的变化关系。 **a**，在 0.76 K 温度下测量的具有 HCCB结构的 SWSPD 的系统探测效率（红色实心圆）和暗计数率（红色空心圆）曲线。宽条带宽度为20 μm，包括宽度为 18-μm 的中心条带区域和宽度为 1-μm 的侧边条带区域。辐照光子的波长为 1550 nm。本征暗计数的增加受到抑制，直至较高偏置电流区域才开始增加，并且观察到较长的外部暗计数区域。系统探测效率曲线在本征暗计数增加之前便达到了饱和。**b**，不具有 HCCB结构的 SWSPD 的系统探测效率和暗计数率曲线。本征暗计数从相对较低的偏置电流开始增加，从而限制了器件在高偏置电流区域的运行。

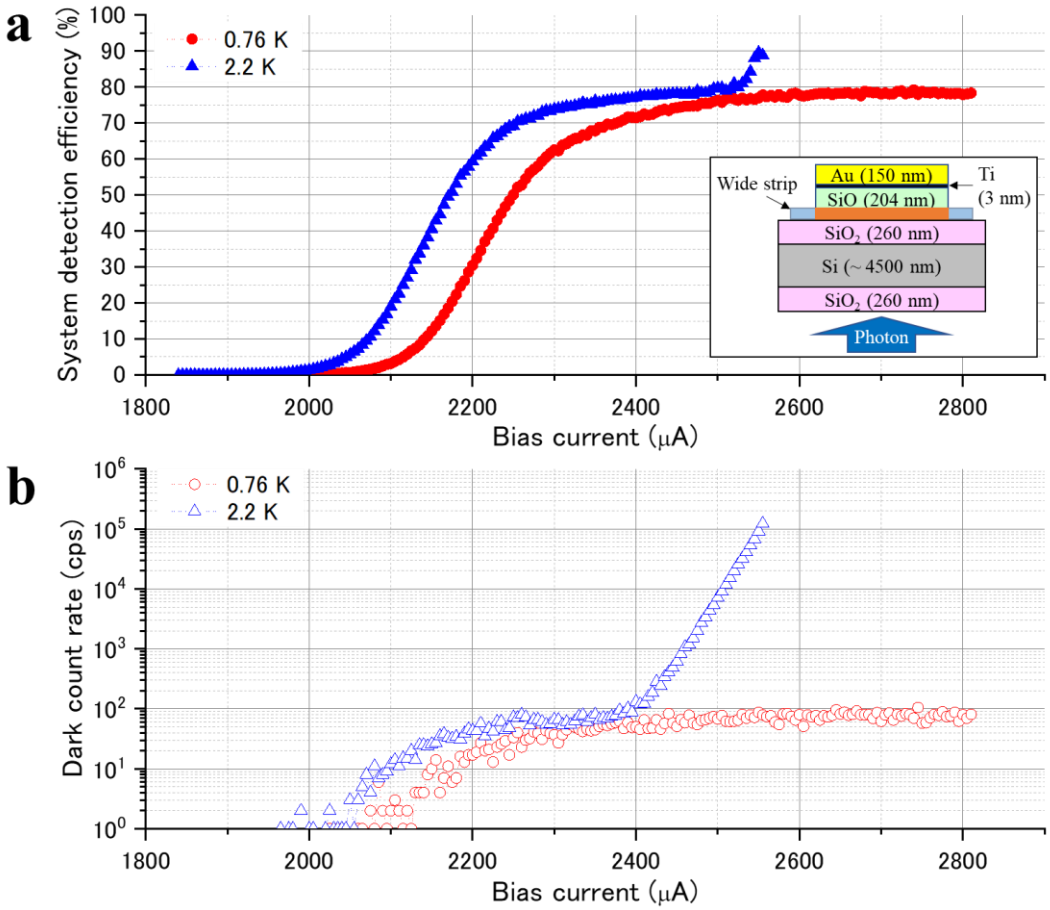


图 5 | 集成在光学腔内的 HCCB 结构 SWSPD 器件的系统探测效率和暗计数率随偏置电流的变化。 **a**，在 0.76 K（红色实心圆）和 2.2 K（蓝色实心三角形）温度下测得的系统探测效率曲线。插图为光学腔结构的横截面图，该结构旨在增强 1550 nm 光学波长下的吸收。波长为 1550 nm 的光子从器件背面照射。**b**，在 0.76 K（红色空心圆）和 2.2 K（蓝色空心三角形）温度下测得的暗计数率曲线。在 0.76 K 温度下，实现了具有宽平台区的 ~78% 系统探测效率和 ~80 cps 的暗计数率。尽管本征暗计数从较低的偏置电流区域开始增加，但即使在 2.2 K 温度下，系统探测效率曲线也趋于饱和，并实现了 ~76% 的系统探测效率和低于 100 cps 的暗计数率。

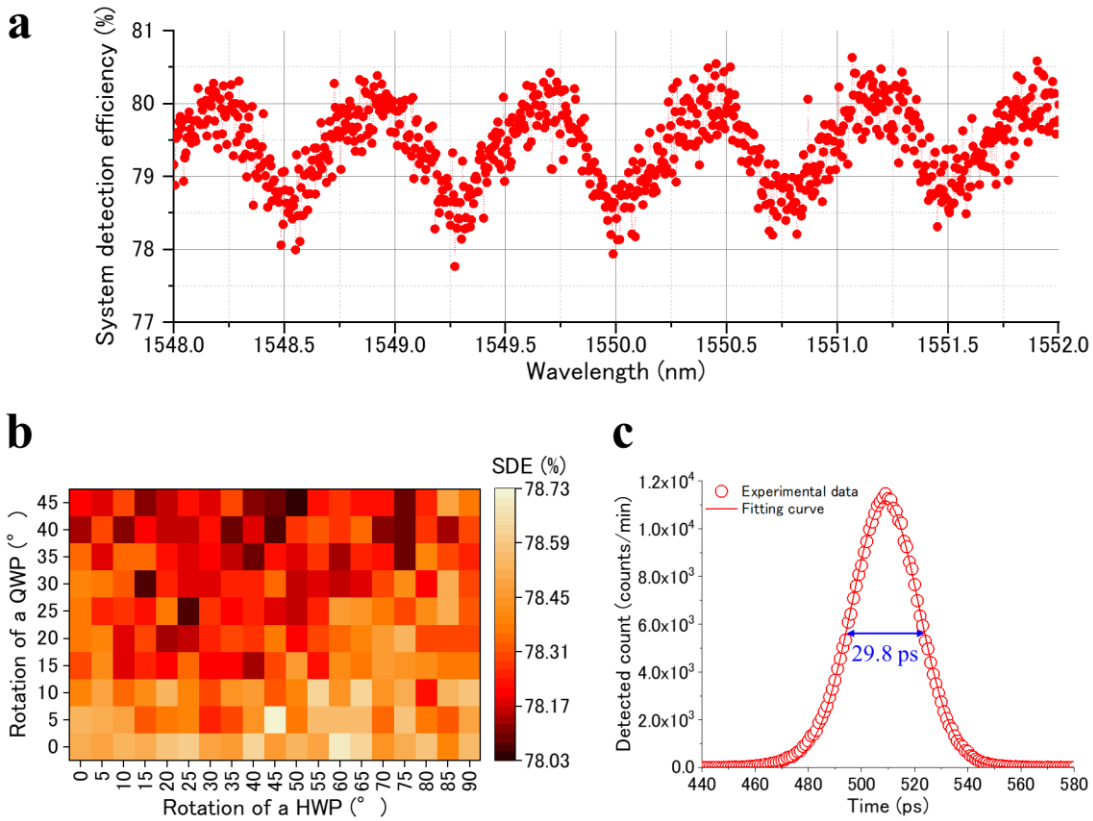


图 6 | 系统探测效率和系统时间抖动对波长和偏振的依赖关系。a ，在 2.7 mA 偏置电流和 0.76 K 温度下测得的系统探测效率随光学波长的变化。系统探测效率的变化是由器件晶圆的前后表面之间产生的光学干涉所致。**b**，在 2.7 mA 偏置电流和 0.76 K 温度下测得的系统探测效率随输入光子偏振态的变化。通过以 5° 为步进，将半波片从 0° 旋转至 90°，并将四分之一波片从 0° 旋转至 45°，来调节输入光子的偏振态。**c**，在 2.8 mA 偏置电流和 0.76 K 温度下测得的时间抖动直方图。实验数据以红色空心圆表示，红色实线为使用高斯函数拟合得到的拟合曲线。

致谢

本研究得到了日本学术振兴会（JSPS）科学研究费助成事业（KAKENHI）项目（资助编号：22H01965）以及日本科学技术振兴机构（JST）Moonshot研发计划（资助编号：JPMJMS2066）的支持。作者感谢南智也在器件制造和测量工作中提供的协助。

参考文献

1. G. N. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. S mirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, “皮秒级超导单光子光学探测器”，《应用物理快报》，第79卷，第6期，第705–707页（2001年）。 2. R. H. Hadfield，“用于光学量子信息应用的单光子探测器”，Nature Photonics，第3卷，第12期，第696–705页（2009年）。 3. D. V. Reddy, R. R. Nerem, S. W. Nam, R. P. Mirin, and V. B. Verma，“在1550 nm波长下系统探测效率达98%的超导纳米线单光子探测器”，Optica，第7卷，第12期，第1649–1653页（2020年）。 4. 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. Esmaeil Zadeh，“以99.5− 2.07+ 0.5%的系统探测效率和高时间分辨率探测电信波段单光子”，APL Photonics，第6卷，第3期，036114（2021年）。 5. H. Shibata, K. Shimizu, H. Takesue, and Y. Tokura，“超导纳米线单光子探测器的极低系统暗计数率”，Optics Letters，第40卷，第14期，第3428–3431页（2015年）。 6. B. Korzh, Q.-Y. Zhao, J. P. Allmaras, S. Frasca, T. M. Autry, E. A. Bersin, A. D. Beyer, R. M. Briggs, B. Bumble, M. Colangelo, G. M. Crouch, A. E. Dane, T. Gerrits, A. E. Lita, F. Marsili, G. Moody, C. Peña, E. Ramirez, J. D. Rezac, N. Sinclair, M. J. Stevens, A. E. Velasco, V. B. Verma, E. E. Wollman, S. Xie, D. Zhu, P. D. Hale, M. Spiropulu, K. L. Silverman, R. P. Mirin, S. W. Nam, A. G. Kozorezov, M. D. Shaw, and K. K. Berggren，“利用超导纳米线单光子探测器实现亚3 ps时间分辨率”，Nature Photonics，第14卷，第4期，第250–255页（2020年）。 7. W. Zhang, J. Huang, C. Zhang, L. You, C. Lv, L. Zhang, H. Li, Z. Wang, and X. Xie，“最大计数率超过1.5 GHz的16像素交错式超导纳米线单光子探测器阵列”，IEEE Trans. Appl. Supercond.，第29卷，第5期，第1–4页（2019年）。 8. E. E. Wollman, V. B. Verma, A. E. Lita, W. H. Farr, M. D. Shaw, R. P. Mirin, and S. W. Nam，“千像素超导纳米线单光子探测器阵列”，《光学快报》，第27卷，第24期，第35279–35289页（2019年）。

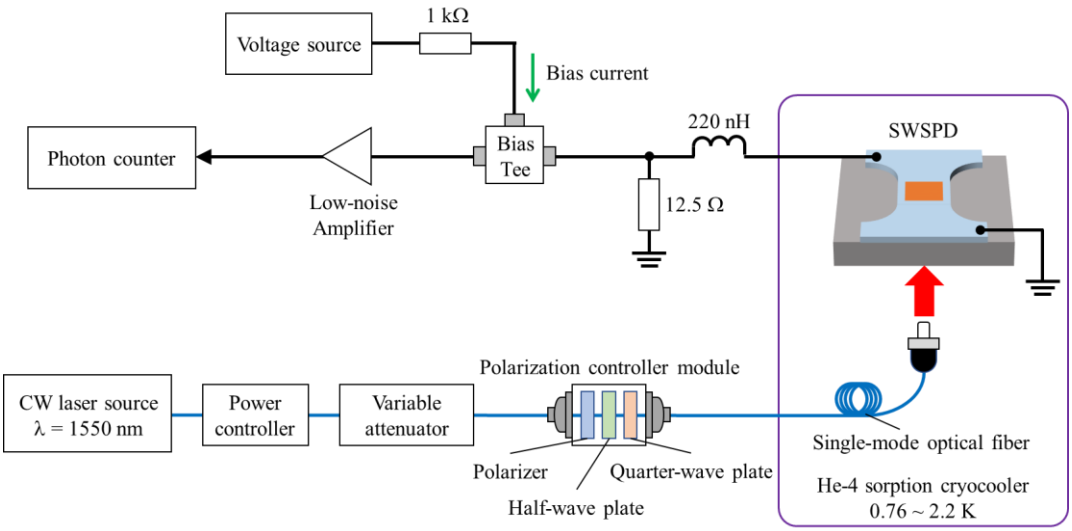
9. J. P. Allmaras、E. E. Wollman、A. D. Beyer、R. M. Briggs、B. A. Korzh、B. Bumble 和 M. D. Shaw，“热耦合行列式 SNSPD 成像阵列的演示”，《纳米快报》，第 20 卷，第 3 期，第 2163–2168 页（2020年）。10. A. N. McCaughan、Y. Zhai、B. Korzh、J. P. Allmaras、B. G. Oripov、M. D. Shaw 和 S. W. Nam，“热耦合成像器：一种可扩展的超导纳米线单光子探测器读出架构”，《应用物理快报》，第 121 卷，第 10 期，102602（2022年）。11. Q.-Y. Zhao、D. Zhu、N. Calandri、A. E. Dane、A. N. McCaughan、F. Bellei、H.-Z. Wang、D. F. Santavicca 和 K. K. Berggren，“基于超导纳米线延迟线的单光子成像器”，《自然光子学》，第 11 卷，第 4 期，第 247–251 页（2017年）。12. L.-D. Kong、H. Wang、Q.-Y. Zhao、J.-W. Guo、Y.-H. Huang、H. Hao、S. Chen、X.-C. Tu、L.-B. Zhang、X.-Q. Jia、L. Kang、J. Chen 和 P.-H. Wu，“通过热点量化实现正交时间–幅度复用的高效读出超导纳米线单光子成像器”，《自然光子学》，第17卷，第1期，第 65–72 页（2023）。13. S. Doerner、A. Kuzmin、S. Wuensch、I. Charaev、F. Boes、T. Zwick 和 M. Siege，“16 像素超导纳米线单光子探测器阵列的频分偏置与读出”，《应用物理快报》，第 111 卷，第 3 期，032603（2017年）。14. S. Miyajima、M. Yabuno、S. Miki、T. Yamashita 和 H. Terai，“与多像素超导纳米线单光子探测器集成的高时间分辨率 64 通道单磁通量子地址编码器”，《光学快报》，第 26 卷，第 22 期，第 29045–29054 页（2018年）。15. M. Yabuno、S. Miyajima、S. Miki 和 H. Terai，“采用超导数字信号处理器的超导纳米线单光子探测器阵列的可扩展实现”，《光学快报》，第 28 卷，第 8 期，第 12047–12057 页（ 2020 年）。16. R. Cheng 、 Y. Zhou 、 S. Wang 、 M. S hen、T. Taher 和 H. X. Tang，“揭示光子统计特性的 100 像素光子数分辨探测器”，《自然光子学》，第 17 卷，第 1 期，第 112–119 页（2023）。17. A. Divochiy、F. Marsili、D. Bitauld、A. Gaggero、R. Leoni、F. Mattioli、A. Korneev、V. Seleznev、N. Kaurova、O. Minaeva、G. Gol'tsman、K. G. Lagoudakis、M. Benkhaoul、F. Lévy 和 A. Fiore，“通信波长下的超导纳米线光子数分辨探测器”，《自然光子学》，第 2 卷，第 5 期，第 302–306 页（2008年）。18. S. Jahanmirinejad、G. Frucci、F. Mattioli、D. Sahin、A. Gaggero、R. Leoni 和 A. Fiore，“基于超导纳米线串联阵列的光子数分辨探测器”，《应用物理快报》，第 101 卷，第 7 期，072602（2012年）。19. C. Cahall、K. L. Nicolich、N. T. Islam、G. P. Lafyatis、A. J. Miller、D. J. Gauthier 和 J. Kim，“使用常规超导纳米线单光子探测器进行多光子探测”，《光学》，第 4 卷，第 12 期，第 1534–1535 页（2017年）。20. M. Endo、T. Sonoyama、M. Matsuyama、F. Okamoto、S. Miki、M. Yabuno、F. China、H. Terai,

以及 A. Furusawa，“超导纳米条带光子数分辨探测器的量子探测器层析”，《光学快报》，第29卷，第8期，11728–11738页（2021年）。21. D. Zhu、M. Colangelo、C. Chen、B. A. Korzh、F. N. C. Wong、M. D. Shaw 和 K. K. Berggren，“利用带阻抗匹配渐变结构的超导纳米线分辨光子数”，Nano Lett.，第20卷，第5期，3858–3863页（2020年）。22. Y. Li、L. Wan、H. Zhang、H. Zhu、Y. Shi、L. K. Chin、X. Zhou、L. C. Kwek 和 A. Q. Liu，“在多功能可编程硅光子芯片上实现量子 Fredkin 门和 Toffoli 门”，npj Quantum Information，第8卷，第1期，112（2022年）。23. H.-S. Zhong、H. Wang、Y.-H. Deng、M.-C. Chen、L.-C. Peng、Y.-H. Luo、J. Qin、D. Wu、X. Ding、Y. Hu、P. Hu、X.-Y. Yang、W.-J. Zhang、H. Li、Y. Li、X. Jiang、L. Gan、G. Yang、L. You、Z. Wang、L. Li、N.-L. Liu、C.-Y. Lu 和 J.-W. Pan，“利用光子实现量子计算优势”，Science，第370卷，第6523期，1460–1463页（2020年）。24. J.-P. Chen、C. Zhang、Y. Liu、C. Jiang、W.-J. Zhang、Z.-Y. Han、S.-Z. Ma、X.-L. Hu、Y.-H. Li、H. Liu、F. Zhou、H.-F. Jiang、T.-Y. Chen、H. Li、L.-X. You、Z. Wang、X.-B. Wang、Q. Zhang 和 J.-W. Pan，“通过一条连接两个相距遥远的大都市区的511公里光纤进行双场量子密钥分发”，Nature Photonics，第15卷，第8期，570–575页（2021年）。25. S. P. Neumann、A. Buchner、L. Bulla、M. Bohmann 和 R. Ursin，“通过一条跨国248公里光纤链路连续分发纠缠”，《自然·通讯》，第13卷，第1期，6134（2022年）。26. M. Sasaki、M. Fujiwara、H. Ishizuka、W. Klaus、K. Wakui、M. Takeoka、S. Miki、T. Yamashita、Z. Wang、A. Tanaka、K. Yoshino、Y. Nambu、S. Takahashi、A. Tajima、A. Tomita、T. Domeki、T. Hasegawa、Y. Sakai、H. Kobayashi、T. Asai、K. Shimizu、T. Tokura、T. Tsurumaru、M. Matsui、T. Honjo、K. Tamaki、H. Takesue、Y. Tokura、J. F. Dynes、A. R. Dixon、A. W. Sharpe、Z. L. Yuan、A. J. Shields、S. Uchikoga、M. Legré、S. Robyr、P. Trinkler、L. Monat、J.-B. Page、G. Ribordy、A. Poppe、A. Allacher、O. Maurhart、T. Länger、M. Peev 和 A. Zeilinger，“东京量子密钥分发网络的现场测试”，《光学快报》，第19卷，第11期，10387–10409页（2011年）。27. F. Wang、F. Ren、Z. Ma、L. Qu、R. Gourgues、C. Xu、A. Baghdasaryan、J. Li、I. E. Zadeh、J. W. N. Los、A. Fognini、J. Qin-Dregely 和 H. Dai，“利用超导纳米线单光子探测器对1700 nm以上波长进行体内无创共聚焦荧光成像”，Nat. Nanotechnol.，第17卷，第6期，653–660页（2022年）。28. F. Xia、M. Gevers、A. Fognini、A. T. Mok、B. Li、N. Akbari、I. E. Zadeh、J. Qin-Dregely 和 C. Xu，“利用超导纳米线单光子探测器对小鼠深层脑部进行短波红外共聚焦荧光成像”，ACS Photonics，第8卷，第9期，2800–2810页（2021年）。29. G. G. Taylor、D. Morozov、N. R. Gemmell、K. Erotokritou、S. Miki、H. Terai 和 R. H.

Hadfield，“利用超导纳米线在2.3μm波长下进行光子计数激光雷达探测”，《光学快报》，第27卷，第26期，38147–38158页（2019年）。30. A. McCarthy、N. J. Krichel、N. R. Gemmell、X. Ren、M. G. Tanner、S. N. Dorenbos、V. Zwiller、R. H. Hadfield 和 G. S. Buller，“通过1560 nm波长单光子探测实现千米级距离、高分辨率深度成像”，《光学快报》，第21卷，第7期，8904–8915页（2013年）。31. B. Kaifler、C. Geach、H. C. Büdenbender、A. Mezger 和 M. Rapp，“利用共振激光雷达测量地球大气中的亚稳态氦”，《自然·通讯》，第13卷，第1期，6042（2022年）。32. M. Shaw、F. Marsili、A. Beyer、R. Briggs、J. Allmaras 和 W. H. Farr，“用于深空光通信的超导纳米线单光子探测器（会议报告）”，国际光学工程学会论文集10096，《自由空间激光通信与大气传播（第二十九届）》，100960J（2017年）。33. Y. P. Korneeva、D. Yu. Vodolazov、A. V. Semenov、I. N. Florya、N. Simonov、E. Baeva、A. A. Korneev、G. N. Goltsman 和 T. M. Klapwijk，“微米尺度氮化铌桥中的光学单光子探测”，《物理评论应用》，第9卷，第6期，064037（2018年）。34. A. N. Zotova 和 D. Y. Vodolazov，“载流超导薄膜的光子探测：含时金兹堡-朗道方法”，《物理评论B辑》，第85卷，第2期，024509（2012年）。35. D. Y. Vodolazov、N. N. Manova、Yu. P. Korneeva 和 A. A. Korneev，“氮化铌超导微带单光子探测器中的定时抖动”，《物理评论应用》，第14卷，第4期，044041（2020年）。36. Y. P. Korneeva、N. N. Manova、I. N. Florya、M. Yu. Mikhailov、O. V. Dobrovolskiy、A. A. Korneev 和 D. Yu. Vodolazov，“宽、窄超导 Mo_xSi_{1-x} 条带的不同单光子响应”，《物理评论应用》，第13卷，第2期，024011（2020年）。37. J. Chiles、S. M. Buckley、A. Lita、V. B. Verma、J. Allmaras、B. Korzh、M. D. Shaw、J. M. Shainline、R. P. Mirin 和 S. W. Nam，“基于钨硅的超导微线探测器：具有近红外单光子灵敏度”，《应用物理快报》，第116卷，第24期，242602（2020年）。38. I. Charaeva、Y. Morimoto、A. Dane、A. Agarwal、M. Colangelo 和 K. K. Berggren，“适用于1550 nm波长的大面积微线 MoSi 单光子探测器”，《应用物理快报》，第116卷，第24期，242603（2020年）。39. Y. P. Korneeva、N. N. Manova、M. A. Dryazgov、N. O. Simonov、P. I. Zolotov 和 A. A. Korneev，“方块电阻和条带宽度对微米宽超导条带及大面积蛇形线圈中探测效率饱和的影响”，《超导科学与技术》，第34卷，第8期，084001（2021年）。40. A. E. Lita、V. B Verma、J. Chiles、R. P Mirin 和 S. W. Nam，“Mo_xSi_{1-x}：一种适用于从紫外到近红外波段纳米线至微线单光子探测器的多功能材料”，《超导科学与技术》，

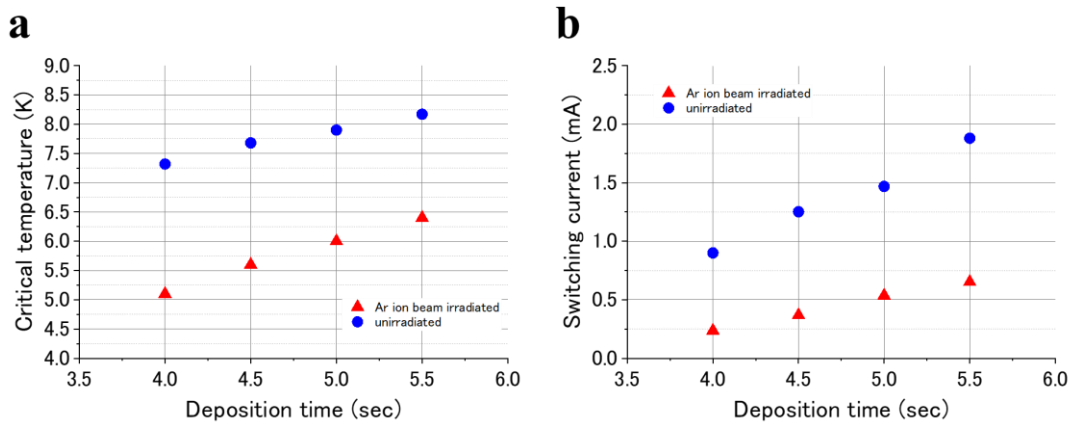
第34卷，第5期，054001（2021年）。41. M. Protte、V. B. Verma、J. P. Höpker、R. P. Mirin、S. W. Nam 和 T. J. Bartley，“通过激光光刻技术制备的微米宽超导纳米线单光子探测器”，《超导科学与技术》，第35卷，第5期，055005（2022年）。42. M. Ejrnaes、C. Cirillo、D. Salvoni、F. Chianese、C. Bruscino、P. Ercolano、A. Cassinese、C. Attanasio、G. P. Pepe 和 L. Parlato，“NbRe超导微带中的单光子探测”，《应用物理快报》，第121卷，第26期，262601（2022年）。43. M. Yabuno、F. China、S. Miki 和 H. Terai，“采用光刻工艺制备的大面积氮化铌钛超导微带单光子探测器”，《IEEE应用超导汇刊》，第33卷，第5期，2200104（2023年）。44. N. N. Manova、E. O. Smirnov、Y. P. Korneeva、A. A. Korneev 和 G. N. Goltsman，“用于纳米光子学应用的超导光子计数器”，《物理学杂志：会议系列》，第1410卷，012147（2019年）。45. J.-M. Xiong、W.-J. Zhang、G.-Z. Xu、L.-X. You、X.-Y. Zhang、L. Zhang、C.-J. Zhang、D.-H. Fan、Y.-Z. Wang 和 H. Li，“通过加厚弯曲部分减少蛇形超导带单光子探测器中的电流拥挤”，《超导科学与技术》，第35卷，第5期，055015（2022年）。46. G.-Z. Xu、W.-J. Zhang、L.-X. You、J.-M. Xiong、X.-Q. Sun、H. Huang、X. Ou、Y.-M. Pan、C.-L. Lv、H. Li、Z. Wang 和 X.-M. Xie，“在1550 nm波长下系统探测效率超过90%的超导微带单光子探测器”，《光子学研究》，第9卷，第6期，第958–967页（2021年）。47. D. V. Reddy、N. Otrooshi、S. W. Nam、R. P. Mirin 和 V. B. Verma，“高填充因子超导微线单光子探测器的宽带偏振不敏感性与高探测效率”，《APL光子学》，第7卷，第5期，051302（2022年）。48. W. J. Skocpol，“超导微桥的临界电流”，《物理评论B辑》，第14卷，第3期，1045（1976年）。49. S. Miki、T. Yamashita、H. Terai 和 Z. Wang，“采用吉福德–麦克马洪制冷机的高性能光纤耦合NbTiN超导纳米线单光子探测器”，《光学快报》，第21卷，第8期，第10208–10214页（2013年）。50. H. Shibata、K. Shimizu、H. Takesue 和 Y. Tokura，“利用低温光学滤波器实现超低暗计数率的超导纳米线单光子探测器”，《应用物理快报》，第6卷，第7期，072801（2013年）。

扩展数据图 ***1*** | 用于测量系统探测效率和系统暗计数率的实验装置。



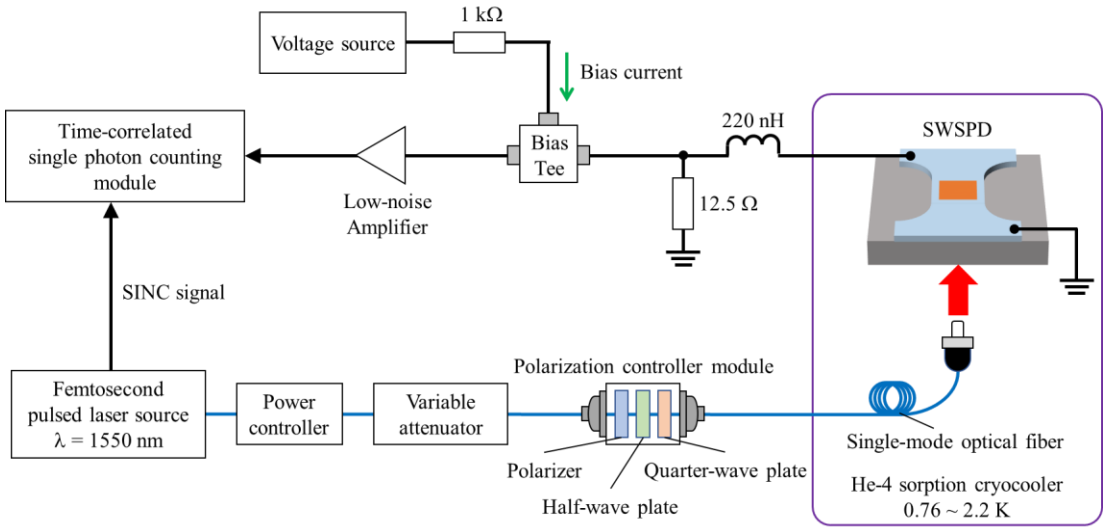
为了表征系统探测效率，我们使用波长为 1550 nm 的连续波（CW）激光器作为光子源。光子经单模光纤传播，并依次通过光功率控制器、可变衰减器和偏振控制模块后，被引入 He-4 吸附式制冷机。超导条带光子探测器的输出信号经低噪声放大器放大后，使用光子计数器进行计数。

扩展数据图 ***2*** | 氩离子束辐照对薄 ***NbTiN*** 超导条带的影响。



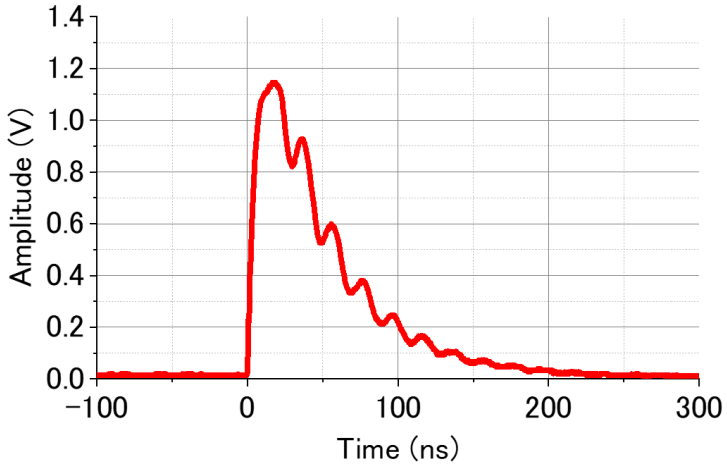
a, NbTiN 超导条带在有氩（Ar）离子束辐照和无辐照情况下的临界温度和 **b,** 开关电流。为了研究 Ar 离子束辐照的影响，我们在具有热氧化二氧化硅（SiO_2）层的硅（Si）晶圆上制备了一条长度为 20 μm、宽度为 10 μm 的 NbTiN 超导条带。为了控制 NbTiN 条带的厚度，在直流磁控溅射过程中，将沉积时间控制在 4.0 至 5.5 s 的范围内，对应的厚度约为 4.9 至 5.9 nm。随后，使用 Ar 离子束对 NbTiN 条带进行 5 s 的辐照，辐照区域沿条带长度方向为 10 μm，并横跨条带的整个宽度。所有制备的条带均使用吉福德-麦克马洪制冷机进行冷却。随后，在 2.2 K 的温度下测量开关电流。结果清楚地表明，Ar 离子束辐照会降低 NbTiN 条带的临界温度和开关电流。需要注意的是，这些初步实验中使用的偏置电流绝对值无法与本文正文中使用的数值进行比较，因为两者的器件设计和制冷系统不同，而且这些实验中未使用稳定器件运行所需的分流电阻和附加电感器。

扩展数据图 ***3*** | 用于抖动测量的实验装置。



为了表征系统时间抖动，我们使用脉冲宽度为 ~100 fs、重复频率为 10 MHz 的 1550 纳米飞秒脉冲激光源作为光子源。利用时间相关单光子计数器测量探测器输出信号与激光源同步信号之间的时间相关性，从而构建探测事件的时间直方图。

Exte*附加数据图 *.4* | 采用 *HCCB*结构的超导纳米线单光子探测器输出信号波形 *e.



采用 HCCB结构的 20-μm 宽超导纳米线单光子探测器输出信号的单次记录。该信号经低噪声放大器放大后，使用数字示波器进行测量。所提供的偏置电流为 2.7 mA。虽然可以看到由冰箱外部连接的串联电感和并联电阻引起的振铃，但在评估系统探测效率时，我们谨慎地选择了判别阈值，以确保输出计数不会因振铃而被高估。