

可调低阈值的超导双稳态记忆开关

王源瑜, 柴亚强, 欧阳鹏辉, 韦联福*

西南交通大学信息科学与技术学院, 成都 610031

* 联系人, E-mail: lfwei@swjtu.edu.cn

2025-12-12 收稿, 2026-02-25 修回, 2026-02-26 接受, 2026-02-27 网络版发表
国家自然科学基金(12575030)和四川省自然科学基金(2025ZNSFSC0857)资助

摘要 为解决传统双稳态开关在低功耗、高灵敏度和可编程性等方面所遇到的经典物理限制瓶颈, 本文利用欠阻尼约瑟夫森结系统中特有的宏观量子效应, 研制了一种基于直流超导量子干涉器件(direct current superconducting quantum interference device, DC-SQUID)构型的、具有可调极低阈值的超导双稳态记忆开关. 两个双稳、非易失性记忆的超导宏观量子态(分别对应于器件的“开”“关”状态)之间的切换, 可通过外部磁通连续调节其极低的阈值电流来实现. 采用斜角度电子束蒸发镀膜和激光直写光刻技术, 我们制备了基于Al/AlO_x/Al结的欠阻尼DC-SQUID器件. 在50 mK极低温条件下, 实验验证了其 I - V 曲线的回滞特性, 并展示了其完整的打开-记忆-复位的双稳态开关功能及其低阈值可调性. 经过重复10000次双稳宏观量子态的开、关跳变测试发现, 在最优阈值处开关触发的平均错误率仅为6.08%, 其打开-记忆-复位功能具有高稳定性和可重复性. 本文所研制的可调低阈值超导双稳态开关器件, 有望在可编程量子信息存储和超导量子计算等低功耗领域发挥重要作用.

关键词 超导双稳态开关, 直流超导量子干涉器件, 约瑟夫森结, 宏观量子效应

双稳态开关是一类能够在两种稳定状态间实现精准切换的功能性器件, 其工作机制类似于触发器, 可通过外部信号调控完成“开”与“关”的状态转换^[1-3]. 作为信息控制系统的核心基础模块, 这类器件广泛应用于数字电路中的逻辑运算与信息存储领域(如二进制触发器、静态随机存取存储器(static random-access memory, SRAM)等), 同时也是现代传感技术中实现信号发射、接收转换的关键组件^[4-7].

目前广泛应用的双稳态开关器件, 如: 基于屈曲机制的微机电系统(microelectromechanical systems, MEMS)开关^[8]、基于硅基绝缘体平台的谐振双纳米束交叉的晶态-非晶态双稳态开关^[9]、基于磁振子振动幅度切换的自旋双稳态开关^[10], 以及基于Ag/TiO_x/ITO结构的忆阻器电阻开关^[11]等, 都是基于经典物理学框架下的宏观连续物理参量调控, 利用载流子输运、晶格

相变或力学形变等确定性演化过程来实现“开”与“关”之间的状态转换. 这些基于经典物理学规律所实现的传统双稳态开关, 虽已得到广泛应用, 但由于几何尺寸、能耗和稳定性等方面的限制, 难以满足量子信息处理期待的低功耗、可编程的快速切换的需求. 因此, 基于器件量子特性来实现两个稳定量子参量间快速、低功耗切换, 对实现快速量子调控具有重要的意义.

超导双稳态开关, 利用超导体的宏观量子效应, 通过两个量子稳态之间的切换来实现开关动作. 由于其极低的功耗, 它被视为传统经典双稳态开关(superconducting bistable switch)的理想替代. 超导体的宏观量子属性可在电流、磁场等外部激励下实现某些宏观物理参量的快速、可逆切换, 这为基于宏观量子物理规律实现双稳量子态开关提供了现实可能. 文献^[12]提出了一种基于铁磁/超导双层结构的非易失性开关, 它通过

引用格式: 王源瑜, 柴亚强, 欧阳鹏辉, 等. 可调低阈值的超导双稳态记忆开关. 科学通报, 2026, 71: 3729–3738

Wang Y, Chai Y, Ouyang P, et al. Tunable low-threshold superconducting bistable memory switch (in Chinese). Chin Sci Bull, 2026, 71: 3729–3738, doi: 10.1360/CSB-2025-5902

铁磁薄膜磁化方向旋转控制超导弱连接状态实现二进制双稳态分辨; 文献[13]展示了一种基于魔角扭曲双层石墨烯结构的、通过施加位移场脉冲实现超导态与绝缘态的可逆双稳态超导开关。然而, 这两种典型超导开关的性能提升均存在明显技术瓶颈。前者受限于狭容易漂移的电流操作窗口和相对缓慢的铁磁动力学过程, 而后者则受限于制备工艺复杂性、外部位移场控制精度和有限的非易失保持时间等, 都缺乏可循环使用的耐久性。理想的双稳态开关应具备更宽的阈值范围, 以减小噪声影响来保证高的内在稳定性和非易失特性。因此, 结构相对简单、制备工艺与现有半导体器件制备工艺兼容的超导约瑟夫森结器件, 有望成为构建新一代超导双稳态开关的理想选择。

实际上, 在约瑟夫森结(Josephson junction, JJ)系统中已观测到了宏观相位涡旋和相位滑移, 表明了即使在这种简单的超导电子学器件中也存在某些双稳态特性, 可用于实现双稳态开关。文献[14]展示了一种利用长约瑟夫森结($L \approx 7.6\lambda_J = 1.9 \mu\text{m}$)中量子化涡旋相位奇点附近的双稳态来实现双稳态开关的信息存储, 其通过磁控脉冲($\pm 0.27 \text{ mT}$)实现了写入时间可达40 ps的双稳态切换, 其回滞窗口仅为 $\pm 0.06 \text{ mT}$, 从而可确保双稳态稳定存在。与之类似, 文献[15]利用另一种长约400 nm的铝纳米线所构建的约瑟夫森弱连接, 在25 mK低温条件下实现了基于双稳磁滞特性的约瑟夫森相滑移存储器(phase-slip memory, PSM), 其磁滞窗口 $\delta\Phi$ 在 $V = 300 \mu\text{V}$ 偏压时可达 Φ_0 量级; 两个双稳逻辑0态与1态对应的隧道电流可通过 $\pm 0.2\Phi_0$ 量级的磁通脉冲实现切换, 从而可实现信息的写入($\Phi_w \approx 0.33\Phi_0$)和擦除($\Phi_E \approx 0.7\Phi_0$)。但是, 这些约瑟夫森结双稳态开关器件结构都较为复杂, 不利于大规模集成; 更重要的是, 它们的双稳态切换阈值是器件参数锁定的, 难以灵活调控, 因而限制了它们在可编程逻辑运算和自适应计算架构中的应用。

本文提出了一种如图1(a)所示的、利用欠阻尼约瑟夫森结实现的超导双稳宏观量子态开关。利用欠阻尼结特有的 I - V 回滞特性, 可实现非易失性记忆[16]。为进一步实现开关阈值的调节, 极易拓展到如图1(b)所示的欠阻尼直流超导量子干涉器件(direct current superconducting quantum interference device, DC-SQUID)结构。这种阈值可调的超导双稳宏观量子态开关, 结构简单、能耗低, 且阈值可在一定线性范围内连续调节, 因而易于实现规模化片上集成和应用。

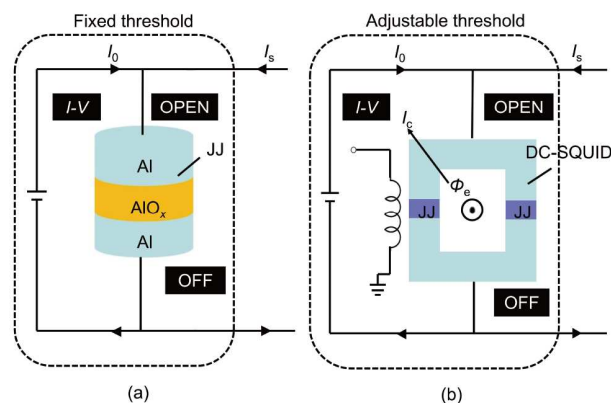


图1 超导双稳态记忆开关设计图。(a) 基于欠阻尼约瑟夫森结, 阈值不可调; (b) 基于欠阻尼DC-SQUID, 阈值可调。图中 I_s 为诱发器件实现开关切换的阈值电流。 I_0 为器件的初始偏置电流

Figure 1 Design of a superconducting bistable memory switch. (a) Based on an underdamped Josephson junction, with a non-tunable threshold; (b) based on an underdamped DC-SQUID, with a tunable threshold. In the figure, I_s is the threshold current that triggers the switching of the device, and I_0 is the initial bias current of the device

1 阈值可调的超导双稳态可记忆开关模型

我们以图1(a)所示的简单欠阻尼约瑟夫森单结器件(两超导电极中间由一层薄绝缘体隔开)来建立超导双稳态可记忆开关模型。在外加电流 I_b 的偏置下, 欠阻尼约瑟夫森结器件的物理行为可由熟知的电阻电容分路约瑟夫森结(resistively and capacitively shunted junction model, RCSJ)模型[17,18]描述。

$$\frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\phi}{dt} + I_c \sin(\phi) = I_b, \quad (1)$$

式中, I_c 、 $\hbar$ 和 $2e$ 分别表示结的临界电流、约化普朗克常数和库珀对电荷。 ϕ 、 R 和 C 分别是结的宏观相位差、电阻和电容, 满足McCumber参数 $\beta_c = 2eI_c R^2 C / \hbar \gg 1$ [18]的条件, 以确保该结是一个欠阻尼结。其中, $\omega_c = 2eI_c R / \hbar$ 为约瑟夫森特征频率, $\tau = \omega_c^{-1}$ 为无量纲时间参数。

1.1 双稳态记忆开关的工作原理

大量的实验事实已经证明, 欠阻尼结的 I - V 特性曲线具有如图2(a)所示的明显的回滞效应[19]。当偏置电流 I_b 从零开始逐渐增加且 $I_b < I_c$ 时, 约瑟夫森结始终处于零电压宏观量子稳态, 即超导基态“0”(A点); 随着 I_b 逐渐增加到接近其临界电流 I_c 时, 器件会瞬间跳变到宏观的非零电压稳态, 即电阻态“1”(B点)。随后, 在降低 I_b

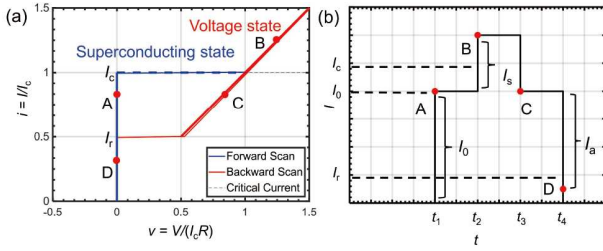


图 2 (a) 电流偏置下欠阻尼约瑟夫森结和DC-SQUID的电流-电压 (I - V) 特性曲线. 其中, 纵轴 $i = I/I_c$ 为无量纲电流, 横轴 $v = V/(I_c R)$ 为无量纲电压; (b) 展示理论开关初始偏置电流 I_0 、开关电流 I_s 、反向电流 I_a 的一次完整的开关循环

Figure 2 (a) The current-voltage (I - V) characteristic curves of underdamped Josephson junctions and DC-SQUIDs under current bias. Here, the vertical axis $i = I/I_c$ represents the dimensionless current, and the horizontal axis $v = V/(I_c R)$ represents the dimensionless voltage. (b) A complete switching cycle showing the initial bias current I_0 , switching current I_s , and reverse current I_a of the theoretical switch

的过程中, 器件的欠阻尼特性使得即使总偏置电流回落至比 I_c 更小的值, 器件仍会维持在电阻态“1”(如图中的C点), 直至 I_b 进一步降低到某个更低值(如图中的 I_r) 时, 器件才会回到超导宏观基态“0”(如图中的D点). 这种回滞特性使得器件具有“1”态的非易失记忆功能.

欠阻尼约瑟夫森结的上述物理特性, 可方便地用于构建一个超导宏观量子双稳态开关器件: 设定超导基态“0”对应于器件的“关”状态, 电阻态“1”对应于“开”状态; 这样, 利用如图2(b)所示的物理过程, 即先在欠阻尼结上施加一个初始偏置电流 $I_0 < I_c$, 使其稳定工作在“0”态(即“关”状态, A点). 之后, 再施加一个开关电流脉冲 I_s , 如果流过器件的总电流 $I_0 + I_s$ 逼近 I_c , 那么器件将从“0”态瞬间跳变至“1”态(如图中的B点), 并在器件两端产生可探测的宏观电压信号, 表明器件进入“开”的状态. 以上的开关切换过程可由如下的相位动力学方程描述:

$$\frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\phi}{dt} + I_c \sin(\phi) = I_0 + I_s \quad (2)$$

显然, 即使撤除 I_s , 使得总电流恢复为 I_0 ($I_0 < I_c$), 器件仍会维持在“1”态(如图中的C点), 这就是器件所具有的对“开”状态的非易失性记忆. 因此, 要将器件复位至初始的“关”状态, 需施加一个反向电流脉冲 $-I_a$, 使总电流满足 $I_0 - I_a < I_r$ 条件, 才能使得器件从“1”态跳变回“0”态(如图中的D点). 完成上述一次完整的开关循环的器件工作状态变换过程可描述为

$$\begin{cases} 0, & I_0 < I_c, & \text{准备} \\ 0 \rightarrow 1, & I_0 + I_s \geq I_c, & \text{打开} \\ 1, & I_0 > I_c, & \text{记忆} \\ 1 \rightarrow 0, & I_0 - I_a \leq I_r, & \text{复位} \end{cases} \quad (3)$$

在上述构建的超导双稳态记忆开关模型中, “双稳态”指的是器件稳定的“0”态和“1”态, “记忆”则体现在器件具有“停留”在“0”态或“1”态的能力. 显然, 约瑟夫森结器件的这种双稳态记忆具有非易失性. 然而, 由单个约瑟夫森结器件构成的超导双稳态开关模型, 其开关阈值由结的临界电流决定, 这一阈值固定不变, 因此无法实现动态调控^[14,15]. 为此, 需将其拓展到如图1(b)所示的欠阻尼双结DC-SQUID构型, 从而可通过外部磁通调制器件临界电流来实现开关阈值的连续可调. 这是因为, 对两个对称结的DC-SQUID器件, 其临界电流^[20]:

$$I_{c,SQUID} = 2I_c \left| \cos\left(\pi \frac{\Phi_e}{\Phi_0}\right) \right| \quad (4)$$

显然可以通过外部磁通 Φ_e 来进行周期性调节. 所以, 由两个欠阻尼结组成的DC-SQUID器件, 可自然地作为阈值可调的超导双稳态开关来使用.

1.2 开关阈值的噪声分析

当然, 在实际的结器件中, 各种噪声的存在会使得器件的临界电流存在不可避免的随机涨落 I_n , 从而导致开关器件发生随机性的误触发. 这些噪声既有来源于结自身的热激活和量子隧穿, 也与整个电路的噪声(如偏置电流的起伏、测量仪器的本底噪声, 以及环境的电磁干扰等)有关. 因此, 在考虑噪声的情况下, 对称欠阻尼双结DC-SQUID器件的相位动力学, 实际上应由如下添加了噪声驱动项的方程^[21]进行描述.

$$\frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \phi'}{dt^2} + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\phi'}{dt} + I_{c,SQUID} \sin(\phi') = I_0 + I_s + I_n \quad (5)$$

其中, ϕ' 、 R' 、 C' 和 $I_{c,SQUID}$ 分别是对称DC-SQUID的等效相位差、电阻、电容和方程(4)中所给出的临界电流.

与上述的单欠阻尼结开关类似, 对于预先设置的偏置电流 I_0 . 随着所施加开关电流 I_s 的增加, 器件总偏置电流 $I_b = I_0 + I_s$ 逐渐接近临界电流. 由于噪声的影响, 即使在总偏置电流还未增加到 $I_{c,SQUID}$ 时, 器件也会发生从“0”态到“1”态的转变, 因此, 相应可测量的跳变电流 I_{sw} 呈现为一种概率分布:

$$P(I_{sw}) = \Gamma(I_{sw}) \left(\frac{dI_{sw}}{dt} \right)^{-1} \times \exp \left[- \left(\frac{dI_{sw}}{dt} \right)^{-1} \int_0^{I_{sw}} \Gamma(i) di \right], \quad (6)$$

其中, $\Gamma(i) = \Gamma_i + \Gamma_q$ 为结本身的跳变速率, 分别来自热激活效应和宏观量子隧穿效应^[22-25]. 实际测量中, 可能还会因整个测量线路噪声 $I_{n, circuit}$ 导致远低于临界电流的跳变概率 $P(I_{sw})$ 出现开关误触发现象. 这说明, 对实际的超导宏观量子双稳态开关而言, 噪声的存在使得其开关阈值不再是一个确定的值, 而是围绕着某个中心值呈概率分布. 因此, 在实际的开关器件研制中, 需标定最优的阈值范围以尽可能降低噪声引起的开关误触发.

下文中, 我们将采用数字电路中的误码率(bit error rate)指标^[26,27]来评估因噪声导致的开关跳变误差性能.

2 器件制备及其物理参数提取

基于以上的原理性建模分析, 我们设计了补充材料图S1的芯片版图, 采用了铝基Dolan-Bridge技术和斜角度蒸发工艺^[28-30], 通过补充材料图S2的制备方法, 成功制备了如图3(a)所示具有悬空桥结构的欠阻尼DC-SQUID器件^[31]. 利用补充材料图S3中所介绍的极低温测量线路, 测得器件的 I - V 曲线如图3(b)中红线所示. 作为对比, 图中蓝线展示了环路电感可忽略下对称DC-SQUID(其行为可等效为一个临界电流通过外部磁通调制的单约瑟夫森结^[32])的 I - V 曲线数值仿真结果, 具体过程可参见文献^[33]. 由于仿真采用独立静态点扫描而非连续动态扫描, 且每个电流点均从零初始条件开始,

因此未能模拟出器件实测得到的红色线中所标出的回滞特性^[34]; 同时, 标准RCSJ模型将电阻视为常数且忽略能隙效应, 导致无法描述 $V < 2\Delta/e$ 时的子能隙行为, 因此对特征电压 $V_g = I_c R$ 的拟合存在一些系统误差, 使得实验数据与仿真结果在形状和过零点时存在少许偏离^[35]. 尽管如此, 在临界电流跳变点及跳变后电阻态斜率的仿真结果仍可较好地对应实验测量结果. 因而, 基于图3(c)所示的实测跳变电流分布特性^[36], 可以很好地拟合器件线性区的电阻 R , 从而准确提取出器件的临界电流 I_c 与器件电容 C 参数^[33]. 最终, 得到该DC-SQUID器件的关键参数: 电容 $C = 35$ pF, 电阻 $R = 7.1 \Omega$, 以及零磁场偏置下的临界电流 $I_c = 37 \mu A$.

3 可调阈值超导双稳开关功能的验证

下面先验证所研制的欠阻尼DC-SQUID器件确实具有双稳态开关的基本功能, 即非易失性记忆和开关阈值可调性. 进而, 对实现开关的信号取值范围、错误率、可靠性等关键性能参数进行测试标定. 最后, 对该研制器件与其他开关进行系统对比.

3.1 双稳态与记忆特性验证

如图4(a)所示, 先通过信号发生器将器件的初始偏置电流设置为 $10 \mu A$, 此时器件工作于A点. 然后, 通过增加初始偏置电流使器件处于B点所示的工作状态, 即 $I_0 = 20 \mu A$, 此时器件处于开关准备状态. 随后, 通入开关电流 I_s , 触发器件发生状态跳变并进入“1”态(如图中的C点), 同时器件两端会产生一个可探测的电压信号. 继

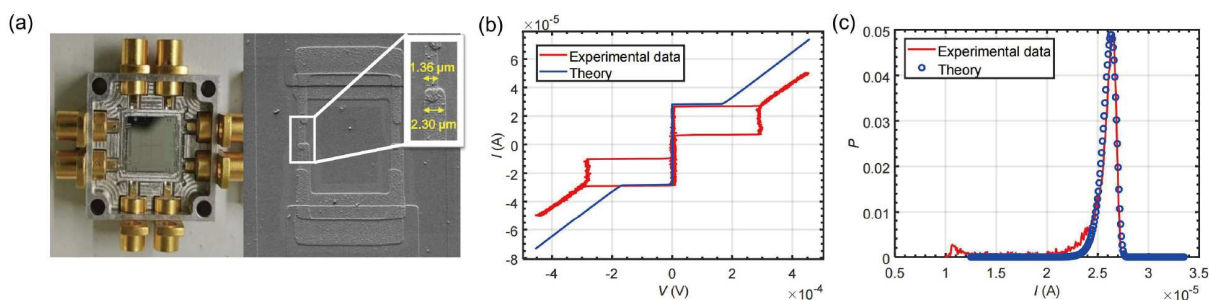


图3 欠阻尼DC-SQUID样品及实测物理特性. (a) 封装图和扫描电子显微镜下的结区图像. 图中结区关键尺寸为 $1.36 \mu m$ 与 $2.30 \mu m$. (b) 实测的 I - V 特性曲线. 红色实线代表实验数据, 蓝色实线代表理论模拟结果. (c) 实测的跳变电流分布及其拟合结果. 直方图展示由三角波驱动的10000次结转换事件所获跳变电流的分布情况. 红色实线代表实验数据, 蓝色圆点代表理论拟合分布

Figure 3 Underdamped DC-SQUID sample and measured physical characteristics. (a) Package photograph and scanning electron microscope image of the junction region. The critical dimensions of the junction region are $1.36 \mu m$ and $2.30 \mu m$. (b) Measured I - V characteristic curve. The red solid line represents experimental data, and the blue solid line corresponds to the theoretical simulation. (c) Measured switching current distribution and its fitting result. The histogram shows the distribution of switching currents obtained from 10000 junction switching events driven by a triangular wave. The red solid line represents experimental data, and the blue dots indicate the theoretical fitted distribution

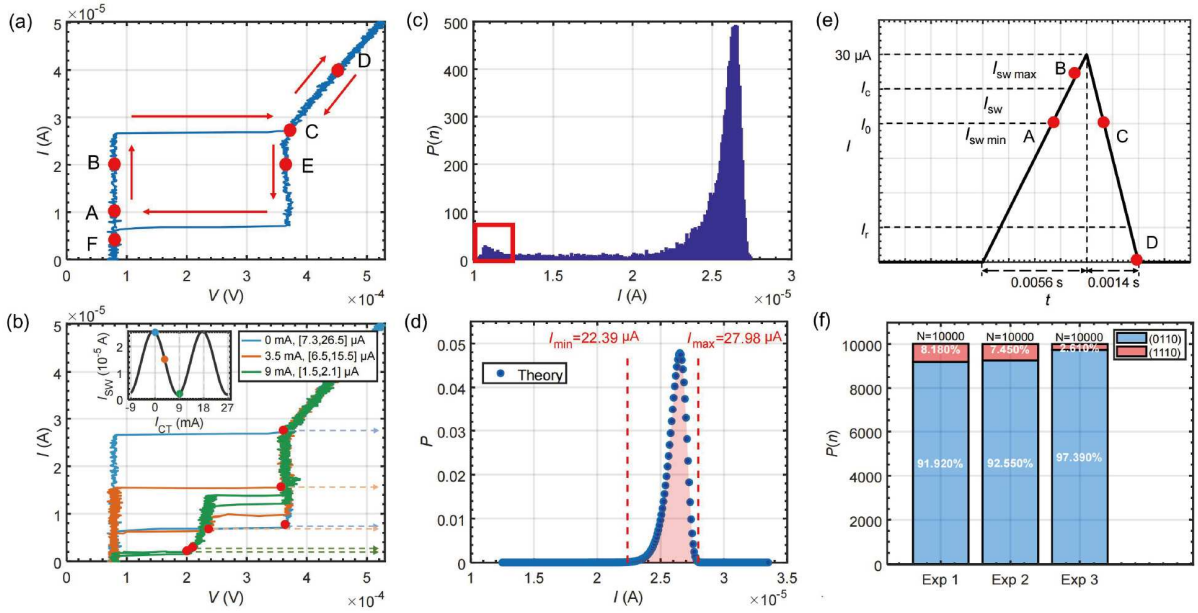


图 4 欠阻尼DC-SQUID的开关测试。(a) 打开-记忆-复位功能设计测试。通过A到F点的变化轨迹(A→B→C→D→E→F)，验证开关打开-记忆-复位功能。(b) 不同磁通偏置电流0 mA、3.5 mA、9 mA下的实测 I - V 曲线，其中子图表示磁通线电流与跳变电流的磁通调制曲线。磁通线电流0 mA到9 mA的变化对应磁通调制曲线约半个周期。(c) 实测跳变电流的统计分布。其中红色框标注区域(10~12.5 μ A)为电路噪声影响。(d) 理论拟合的实测跳变电流分布区域范围，这里开关打开范围标定为红色虚线范围内约[22.39, 27.98] μ A。(e) 开关跳变测试时序示意图。经过A→B→C→D四个测试点，完成整个“0110”操作序列的测试。(f) 跳变错误的次数统计。这里统计了三组重复实验中“正确”与“错误”序列的出现次数

Figure 4 Switching test of the underdamped DC-SQUID. (a) On-memory-reset function test. The trajectory from points A to F (A→B→C→D→E→F) verifies the on-memory-reset function. (b) Measured I - V curves under different flux bias currents of 0 mA, 3.5 mA, and 9 mA. The inset shows the flux modulation curve of the switching current versus the flux line current. The variation of the flux line current from 0 mA to 9 mA corresponds to approximately half a period of the flux modulation curve. (c) Statistical distribution of the measured switching current. The region marked by the red box (10~12.5 μ A) indicates the influence of circuit noise. (d) The range of the measured switching current distribution that can be theoretically fitted. The turn-on range, marked by the red dashed lines, is approximately [22.39, 27.98] μ A. (e) Schematic diagram of the switching measurement sequence. The entire “0110” operation sequence is completed through the four test points A→B→C→D. (f) Statistics of switching errors. The figure shows the counts of “correct” and “incorrect” sequences in three sets of repeated experiments

续增大开关电流 I_s ，使器件工作于D点(此时总电流为40 μ A)所示的打开状态。当关断 I_s 仅保留初始偏置电流 I_0 时，器件依然维持在“1”态的E点，电压仍然存在，这说明开关具有宏观稳态的记忆功能。最后，通过输入反向直流电流： $I_a > |I_0| - |I_r|$ ，促使器件恢复至“0”态(如图中的F点)，电压降为零，实现开关的复位。上述实验过程完整展示了基于欠阻尼DC-SQUID的超导双稳态记忆开关的打开-记忆-复位功能。

3.2 开关阈值的可调性验证

采用补充材料图S3所述的方法，对开关阈值的可调性进行测试。将磁通偏置线电流 I_{CT} 从0 mA逐步增至9 mA过程中，可以观测到跳变电流阈值在逐渐降低，并于9 mA处达到最小值；继续增加磁通偏置线电流，发现跳变电流阈值转而上升，如图4(b)所示。这说明，磁通偏

置线电流在0 mA至9 mA范围内的变化提供了约半个磁通调制周期。对磁通偏置电流为0 mA、3.5 mA和9 mA三个典型状态进行测量，得到跳变电流阈值分别为26.5 μ A、15.5 μ A和2.1 μ A；返回电流阈值分别为7.3 μ A、6.5 μ A和1.5 μ A。实验发现，在磁通偏置线电流从0 mA增加到9 mA的过程中， I - V 曲线出现了两次跳变现象，可能是Dolan桥结构出现多个结区。尽管如此，该器件的双稳态打开-记忆-复位功能以及可调开关阈值特性并未改变。以上测试结果表明，通过精确调节外部磁通偏置，开关阈值可在A-B范围内进行连续调控。

3.3 开关打开电流范围测试

上述开关特性的功能性实验验证表明，当 $I_0 + I_s \geq I_c$ ，开关就会从“0”态变成“1”态。图4(c)为三角波驱动下的跳变电流统计分布实测结果，图4(d)为理论拟合曲线，其中图4(c)的红色框区域(10~12.5 μ A)表示在低电流偏

置情况下所出现的超出理论拟合的异常跳变,它源于电路噪声的影响,不影响实验测试结果的拟合.实验结果表明,开关的跳变电流 I_{sw} 确实是一种统计分布:围绕峰值跳变电流附近的涨落主要来自器件中的热激活效应和量子隧穿效应.根据理论拟合曲线,可计算出均值为26.20 μA ,标准差为0.77 μA ,众数为26.52 μA ,整体上是向低电流方向偏移.这正是由于噪声通过热激活或量子隧穿机制引发的提前跳变效应.将跳变次数至少大于1次(即概率 P 大于0.01%)的跳变电流范围[22.3859, 27.9805] μA 定义为开关的电流打开范围(因为在此区间之外几乎不触发),跳变发生在此区间内的概率达到99.9243%.引入修正分位数 z_{lower} 和 z_{upper} ,因此可将开关的最佳跳变电流范围设置在 $[I_{sw}-z_{lower}\cdot\sigma, I_{sw}+z_{upper}\cdot\sigma]=[26.52-5.3690\cdot\sigma, 26.52+1.8968\cdot\sigma]$ μA ,其中初始偏置电流 I_0 的设置精度可计算为 $[I_r, I_{sw}-z_{lower}\cdot\sigma]=[7.3, 26.52-5.3690\cdot\sigma]$ μA .这些实测数据的统计处理结果,不仅是对理论模型的有效性实验验证、评估器件开关性能的噪声鲁棒性、量化其工作范围的基础,更是后续器件制备工艺优化的重要依据.

3.4 开关错误率的测试标定

这类由欠阻尼DC-SQUID构建的超导双稳态记忆开关,由于结内噪声(热激发与量子隧穿)和电路噪声的影响,都有可能引起器件出现非预期的误触发.比如,电流扫描过程中开关在准备点之前的范围就进入“1”态,或者在跳变点之后的范围还未进入“1”态等事件,都被视为一次“错误”.在图4(e)所示的测试中,将开关的一个完整操作周期划分为四个状态点进行判断: A点(准备点),开关期望处于“0”态作为跳变前的准备; B点(跳变点),施加控制信号(如磁通偏置、电流脉冲等)后,期望开关发生从“0”态到“1”态的跳变; C点(记忆点),撤去控制信号,开关期望维持在稳定的“1”态; D点(复位点),施加足够的复位信号或条件,开关期望从“1”态恢复到“0”态.通过观察4个点的状态情况,一次成功的操作应呈现理想状态序列,简记为“0110”.

补充材料图S3中给出了测试方法.具体地,设定A点在22.39 μA , B点在27.98 μA , C点同样回到22.39 μA ; 然后, D点回到0 μA .在进行三组错误率测试的重复实验中,得到如图4(f)所示的数据: 第一组测试中,测得正确序列“0110”共9192次,错误序列“1110”共818次; 第二次测试中,“0110”序列出现9255次,“1110”序列出现745

次; 第三组测试中,“0110”序列为9739次,“1110”序列为261次.三组实验所得错误率的平均值为6.08%.介于文献[26]中量子OFDM模型的高噪声场景($\theta = 60^\circ$ 时BER = 5.12%)与随机噪声极值(8.10%)的结果之间,与文献[27]中实测的superdense编码基准错误率(5.2853%)相近.因此,实际工作条件下器件的错误率处于合理范围.而且,三组测试实验中仅出现“1110”这一种错误序列(未观察到其他错误类型),表明器件在B点后不存在未跳变到“1”态,在C点能够稳定保持在“1”态,在D点可有效完成从“1”态到“0”态的复位,仅可能在A点存在因非预期的提前跳变所导致的“1110”错误.这些测试结果表明,所研制的超导双稳态开关器件具有极低的开关切换错误率.

3.5 开关性能的可靠性验证

为了验证器件制备的可重复性,我们制备了不同物理参数的三个超导双稳态开关器件样品,并进行双稳态开关功能的对比测试.图5(a)~(c)给出了它们在零磁通偏置下的开关阈值范围,分别是[7.3, 26.5] μA 、[10.1, 46.4] μA 、[0.25, 1.2] μA .所测试的三个超导双稳态开关器件样品都实现了打开-记忆-复位的基本功能,并且它们的开关阈值都具有可调性.

表1列举了所测试的三个可调阈值超导双稳态开关的性能指标测试结果.尽管具体物理参数,如开关打开范围和可调阈值范围有所不同,但平均错误率都很低.可见,本文所构建的可调阈值超导双稳态宏观量子态开关器件,在制备工艺上具有可重复性,在性能指标上也具有足够的稳定性.

3.6 与其他典型双稳态开关器件的对比

为了完整展示本文所研制超导双稳态开关器件的相对优势,下面我们将其与同类的两种典型双稳态开关器件—— TiO_x 忆阻器电阻开关^[11]和约瑟夫森相滑记忆单元开关PSM^[15]进行主要性能指标上的对比: 在基本功能方面,三种器件都可实现双稳态开关功能,但在关键性能上有明显的差别.比如,文献[11]中的 TiO_x 忆阻器依靠导电丝形成/断裂机制工作,阈值固定不可调,耐久性仅为75次循环; 文献[15]中的PSM基于拓扑相滑机制,其开关阈值同样是固定且不可调,虽可持续工作超过3天.相比之下,本文研制的器件基于欠阻尼DC-SQUID超导双稳态开关,采用的是电流偏置下的电阻态切换实现,操作更为简易; 它不仅具有完整的打开-

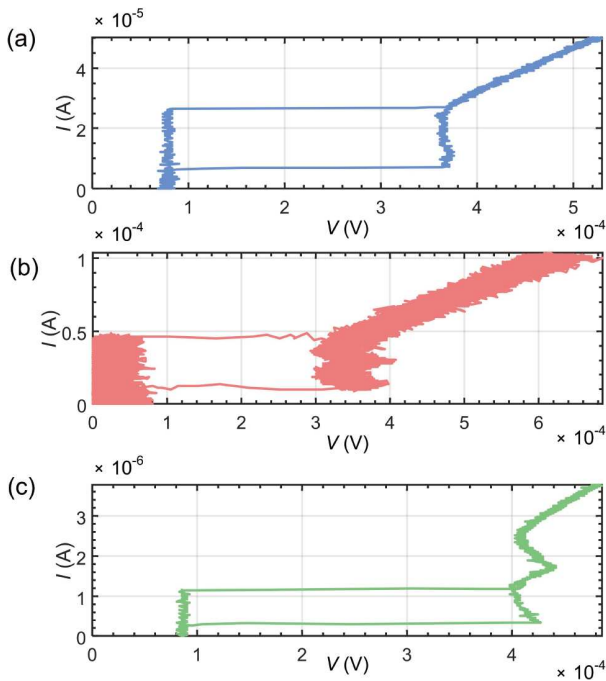


图 5 三个不同参数下超导开关器件的 I - V 特性曲线实测结果, 其开关阈值范围分别处于: (a) [7.3, 26.5] μA 、(b) [10.1, 46.4] μA 、(c) [0.25, 1.2] μA . 它们均可实现打开-记忆-复位的开关功能, 并且都具有阈值可调性

Figure 5 Experimental results of the I - V characteristic curves for a superconducting switching device under three different parameter sets, with switching threshold ranges of: (a) [7.3, 26.5] μA , (b) [10.1, 46.4] μA , (c) [0.25, 1.2] μA . All three cases demonstrate on-memory-reset switching functionality and possess tunable thresholds

记忆-复位功能, 还可通过外部磁通动态调控阈值; 平均错误率低且可量化验证, 可持续工作超过5天. 所以, 其在高灵敏度、阈值动态可调及错误率可量化验证方面有一定的综合优势. 在可集成化方面, 文献[11]中的

TiO_x 忆阻器结构易受界面难以高度一致的制约, 而文献[15]中的PSM器件虽结构相对简单, 但需采用纳米级制造技术, 因而工艺复杂性更高. 相比之下, 本文所研制的超导双稳态开关器件, 采用的DC-SQUID结构基于标准的微米级平面集成电路工艺, 与现有的半导体器件制备工艺兼容性高, 更易于实现规模化的片上集成. 在响应时间方面, 根据测试表征的物理参数(如 $I_c = 37 \mu\text{A}$, $C = 35 \text{ pF}$, $R = 7.1 \Omega$, $T = 50 \text{ mK}$)推算^[22~25], 在偏置电流非常接近临界电流, 比如 $I/I_c = 0.9998$ 时, 电阻态跳变速率可达 $\Gamma_{\text{total}} = \Gamma_q + \Gamma_{\text{th}} \approx 9.38 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, 对应的最短跳变响应时间约为 $\tau_{\text{total}} = 1/\Gamma_{\text{total}} \approx 107 \text{ ps}$, 所以其开关时间可达到亚纳秒量级. 这预示着所研制的超导双稳态开关的开关时间远短于文献[11]中 TiO_x 忆阻器的基于离子迁移的微秒至毫秒级开关时间; 且与同为超导开关的文献[15]中PSM器件的开关时间相当. 在功耗方面, 由于本文所研制的器件与文献[15]中的PSM等超导器件一样, 都工作于超导态, 因而在直流偏置工作状态下几乎无损耗, 相对于需要数伏电压驱动的文獻[11]中的 TiO_x 忆阻器, 功耗几乎可以忽略不计.

可见, 本文设计并制备的超导双稳态开关, 在利用超导器件特有的高速、低功耗特性的同时, 克服了传统双稳态开关器件的阈值固定不可调和难以大规模片上集成的问题, 从而有望成为低温电路系统中不可或缺的开关器件.

4 结论和讨论

基于欠阻尼DC-SQUID器件临界电流的磁通可调性, 本文设计并制备了一种可调阈值超导双稳宏观量子态、可记忆的电压开关器件. 理论分析表明, 在等效电路模型下, 欠阻尼DC-SQUID的阈值电流和回滞调节

表 1 三个可调阈值超导双稳态开关器件的性能参数比较表

Table 1 Performance parameter comparison table for three tunable-threshold superconducting bistable switching devices

具体参数	a	b	c
临界电流(μA)	37	50.8	2.5
结电容(pF)	35	38.41	267.3
结电阻(Ω)	7.1	4.947	113
开关阈值范围(μA)	7.3~26.5	10.1~46.4	0.25~1.2
可调阈值范围(μA)	2.1~26.5	2.0~46.4	0.3~1.2
初始偏置电流(μA)	7.3~22.39	10.1~41.21	0.25~0.95
开关打开范围(μA)	22.39~27.98	41.21~48.38	0.95~1.31
最佳跳变阈值(μA)	26.52	46.36	1.22
平均错误率	6.08%	7.05%	5.125%

依赖于内部器件参数与外部调控条件的协同作用：其中阈值电流可通过工艺优化临界电流 I_c 来设定，并在此基础上通过外部磁通的动态加载进行调节；回滞特性则通过优化器件阻尼系数 β_c 来实现定制化设计，同样可依托外部磁通实现回滞特性的动态微调。实验结果表明，本文研制的器件具有打开-记忆-复位的开关功能，特别是，可利用其 I - V 曲线的回滞特性，实现双稳态开关的非易失性记忆。通过施加磁通偏置，可对该开关的阈值进行连续调控，且阈值电流处于微安量级，因而

功耗极低。误差性能的实测评估数据表明，其平均错误率仅为6.08%，具有很强的稳定性和一致性。基于上述特性，该器件有望在量子比特读出、可重构超导逻辑电路、超导存储及生物磁信号检测等领域实现实际应用。不过，由于本文所研制的超导双稳态开关器件仍需要在液氮温区下工作，因而未来在提升其片上集成度的基础上，将致力于提升其工作温度，比如研发基于高温超导的双稳宏观量子态开关器件^[37-39]，以利于可调低阈值超导双稳态开关器件的推广应用。

参考文献

- 1 Cao Y, Derakhshani M, Fang Y, et al. Bistable structures for advanced functional systems. *Adv Funct Mater*, 2021, 31: 2106231
- 2 Zhang Z, Li Y, Yu X, et al. Bistable morphing composite structures: a review. *Thin-Walled Struct*, 2019, 142: 74-97
- 3 Wang Z, Fang S, Feng A, et al. Dynamic analysis of a dielectric elastomer – Based bistable system. *J Sound Vib*, 2024, 572: 118183
- 4 Zhang Z, Wang T, Zhang T, et al. Large-deformation electrothermal actuation inchworm-like crawling robot based on bistable structures for load carrying. *Appl Compos Mater*, 2024, 31: 1499-1513
- 5 Zheng J, Zeng Z, Zhu Y. Memristor-based nonvolatile synchronous flip-flop circuits. In: Proceedings of the 2017 Seventh International Conference on Information Science and Technology (ICIST), 2017. 504-508
- 6 Wouters S E, Lian W. An optical flip-flop sensor array with digital outputs. In: Proceedings of the VLSI and Computer Peripherals, COMPEURO 89, 1989, 3: 96-98
- 7 Karar M, Mondal S, Dey N. Assorted designing of molecular logic gates and memory latch functionality descended from copper Ions-Triggered optical responses. *Mater Sci Eng-B*, 2024, 299: 116958
- 8 Joshitha C, Sreeja B S. Design and analysis of Bistable MEMS switch. In: International Conference on Information Communication and Embedded Systems (ICICES2014), 2014. 1-4
- 9 Gostimirovic D, Soref R, Ye W N. Resonant bistable 2×2 crossbar switches using dual nanobeams clad with phase-change material. *OSA Continuum*, 2021, 4: 1316-1325
- 10 Wang Q, Verba R, Davidková K, et al. All-magnonic repeater based on bistability. *Nat Commun*, 2024, 15: 7577
- 11 Elshekh H, Wang H, Zhu S, et al. Nonvolatile resistive switching memory behavior of the TiO_x -based memristor. *Chem Phys*, 2024, 580: 112217
- 12 Clinton T W, Johnson M. Nonvolatile switchable Josephson junctions. *J Appl Phys*, 1999, 85: 1637-1643
- 13 Klein D R, Xia L Q, MacNeill D, et al. Electrical switching of a bistable moiré superconductor. *Nat Nanotechnol*, 2023, 18: 331-335
- 14 Kalashnikov D S, Ruzhitskiy V I, Shishkin A G, et al. Demonstration of a Josephson vortex-based memory cell with microwave energy-efficient readout. *Commun Phys*, 2024, 7: 88
- 15 Ligato N, Strambini E, Paolucci F, et al. Preliminary demonstration of a persistent Josephson phase-slip memory cell with topological protection. *Nat Commun*, 2021, 12: 5200
- 16 Goldobin E, Sickinger H, Weides M, et al. Memory cell based on a φ Josephson junction. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 242602
- 17 McCumber D E. Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions. *J Appl Phys*, 1968, 39: 3113-3118
- 18 Stewart W C. Current-voltage characteristics of josephson junctions. *Appl Phys Lett*, 1968, 12: 277-280
- 19 Citro R, Guarcello C, Pagano S. Josephson junctions, superconducting circuits, and qubit for quantum technologies. In: Aguado R, Citro R, Lewenstein M, et al., eds. New Trends and Platforms for Quantum Technologies. Lecture Notes in Physics, vol 1025. Cham: Springer, 2024. 1-59
- 20 Wang Y, Zhang G, Zhang S. Noise performance comparison between current- and voltage-bias readout schemes for DC SQUID. *IEEE Trans Appl Supercond*, 2021, 31: 1-7
- 21 Chai Y Q, Wang S N, OuYang P H, et al. Measuring weak microwave signals via current-biased Josephson junctions: approaching the quantum limit of energy detection. *Phys Rev B*, 2025, 111: 024501
- 22 Kramers H A. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions. *Physica*, 1940, 7: 284-304
- 23 Cui D, Lin D, Yu H, et al. Quantum corrections in fitting the switching current distributions of intrinsic Josephson junction (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2008, 57: 5933 [崔大健, 林德华, 于海峰, 等. 本征约瑟夫森结跳变电流分布的量子修正. 物理学报, 2008, 57: 5933]

- 24 Stoutimore M J A, Rossolenko A N, Bolginov V V, et al. Second-harmonic current-phase relation in Josephson junctions with ferromagnetic barriers. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 177702–177706
- 25 Caldeira A O, Leggett A J. Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems. *Phys Rev Lett*, 1981, 46: 211–214
- 26 Sabaawi A M A, Almasaoodi M R, Imre S. Exploiting OFDM method for quantum communication. *Quantum Inf Process*, 2024, 23: 256
- 27 Eunus M E I, Haque M A, Rahman M S. Calculation of bit error rates for Superdense and ALOHA based quantum communication. In: 2021 IEEE International Conference on Telecommunications and Photonics (ICTP), 2021. 1–4
- 28 Ouyang P H, He S R, Wang Y Z, et al. Experimental evidence for a current-biased Josephson junction acting as either a macroscopic boson or fermion. *Phys Rev Res*, 2024, 6: 013236
- 29 Ouyang P H, Ma J, He S R, et al. Experimentally testing the circuit models of a Josephson junction embedded in a transmission line. *Appl Phys Lett*, 2025, 126: 214002
- 30 He J X, Ouyang P H, Chai Y Q, et al. Experimental demonstrations of Josephson threshold detectors for broadband microwave photons detection. *Appl Phys Lett*, 2025, 126: 202601
- 31 Dolan G J. Offset masks for lift-off photoprocessing. *Appl Phys Lett*, 1977, 31: 337–339
- 32 Quercia I F. Physics and applications of the Josephson effect. *Il Nuovo Cimento D*, 1984, 4: 411–412
- 33 Han J G, Ouyang P H, Li E P, et al. Experimentally estimating of physical parameters of the fabricated superconducting Josephson junctions (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2021, 70: 170304 [韩金舸, 欧阳鹏辉, 李恩平, 等. 超导约瑟夫森结物理参数的实验推算. 物理学报, 2021, 70: 170304]
- 34 Kautz R L. Noise, chaos, and the Josephson voltage standard. *Rep Prog Phys*, 1996, 59: 935–992
- 35 Dynes R C, Narayanamurti V, Garno J P. Direct measurement of quasiparticle-lifetime broadening in a strong-coupled superconductor. *Phys Rev Lett*, 1978, 41: 1509–1512
- 36 Sun G Z, Wu P H, Ji Z M, et al. Measurements on the switching current distribution of a Josephson junction (in Chinese). *Chin J Low Temp Phys*, 2005, 3: 215–220 [孙国柱, 吴培亨, 吉争鸣, 等. Josephson结开关电流分布的测量方案探讨. 低温物理学报, 2005, 3: 215–220]
- 37 Tzeng Y, Cutshaw C, Roppel T, et al. High-temperature superconductor opening switch. *Appl Phys Lett*, 1989, 54: 949–950
- 38 Solovyov V F, Li Q. Fast high-temperature superconductor switch for high current applications. *Appl Phys Lett*, 2013, 103: 032603
- 39 Tulina N A, Borisenko I Y, Shmytko I M, et al. The study of switching dynamics in planar structures based on epitaxial films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ high-temperature superconductor. *J Supercond Nov Magn*, 2020, 33: 3695–3704

补充材料

图S1 欠阻尼DC-SQUID版图设计

图S2 $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}$ 欠阻尼DC-SQUID的制备过程

图S3 测试线路图

本文以上补充材料见网络版csb.scichina.com. 补充材料为作者提供的原始数据, 作者对其学术质量和内容负责.

Summary for “可调低阈值的超导双稳态记忆开关”

Tunable low-threshold superconducting bistable memory switch

Yuanyu Wang, Yaqiang Chai, Penghui Ouyang & Lianfu Wei*

School of Information Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China

* Corresponding author, E-mail: lfwei@swjtu.edu.cn

This paper details the design, fabrication, and comprehensive characterization of a low-power, dynamically tunable superconducting macroscopic quantum bistable memory switch. This device addresses persistent limitations in conventional bistable technologies, including fixed operational thresholds, integration complexity, slow switching dynamics, and excessive power dissipation. The core component is an underdamped direct current superconducting quantum interference device (DCSQUID) that leverages macroscopic quantum tunneling within a precisely engineered Josephson junction network. A key innovation is an external magnetic flux bias, enabling realtime, continuous adjustment of the switching threshold and delivering operational flexibility unavailable in most conventional bistable elements. Device fabrication uses advanced oblique angle electron beam evaporation combined with laser direct write lithography to form highintegrity Al/AlO_x/Al Josephson junctions with uniform electrical properties. All functional characterization was conducted at a cryogenic temperature of 50 mK, where macroscopic quantum effects are prominent. The device achieves a complete operational cycle, including on-state setting, nonvolatile memory retention, and controlled reset. The critical switching current was dynamically tuned from a baseline range of 7.3–26.5 μA to a minimum threshold of 2.1–26.5 μA via flux bias modulation. Nonvolatile memory retention exceeded 5 days, verifying excellent state stability in quantum metastable potentials. The switching threshold also demonstrated strong endurance: after 10000 continuous cycling tests, the trigger current remained stable at 26.5 μA with a switching error rate as low as 6.08%. By carefully engineering the McCumber parameter β_c , the device operates reliably in a hysteretic regime, which is critical for stable memory storage and reproducible readout through switching events. Compared with alternative bistable technologies, the superconducting switch offers distinct advantages. Its microampere-level bias current yields power consumption orders of magnitude lower than resistive switching devices such as TiO_x memristors, which typically operate at milliampere currents under $\pm 3\text{ V}$ biases. Based on extracted device parameters including junction capacitance and subgap resistance, the intrinsic switching speed governed by Josephson dynamics is estimated to be picosecond scale, far exceeding nanosecond or microsecond scale speeds in semiconductor or ionic-based non-superconducting bistable switches. Moreover, the planar fabrication process simplifies integration relative to complex threedimensional Josephson vortex memory cells and is fully compatible with standard semiconductor manufacturing, supporting scalable, high-yield production. In summary, this work demonstrates a monolithic superconducting quantum bistable memory switch that uniquely integrates nonvolatility, ultra-low power consumption, high speed operation, and a dynamically tunable threshold. These features make it highly promising for nextgeneration programmable superconducting logic circuits, high-fidelity qubit readout interfaces, and energy-efficient reconfigurable computing architectures. By overcoming fundamental drawbacks of conventional bistable devices while utilizing robust macroscopic quantum effects, this device opens practical routes for superconducting memory and logic elements in advanced cryogenic computing systems alongside quantum processors.

superconducting bistable switch, direct current superconducting quantum interference device, Josephson junction, macroscopic quantum effect

doi: [10.1360/CSB-2025-5902](https://doi.org/10.1360/CSB-2025-5902)