arXiv:2611.33041v1 [cond-mat.supr-con] 24 Nov 2026

多稳态热电约瑟夫森自动机

Filippo Antola，[1]，* Margherita Cervi，[2] Angelo Greco，[3] Alessandro Braggio，[3] Giorgio De Simoni，[3] 和 Francesco Giazotto[3]1*NEST*、*CNR*纳米科学研究所和比萨高等师范学校，意大利比萨 *I-56127*2比萨大学物理系，*LargoBrunoPontecorvo3*，意大利比萨 *I-56127*3*CNR*纳米科学研究所，*NEST-SNS*，*Piazza San Silvestro 12*，意大利比萨 *I-56127*

多稳态系统能够存储和处理信息，但其元件通常只会消耗驱动能量。在此，我们构建了一种自动机，其元件能够主动将热量转化为电功率。仅凭热量即可在零偏置下稳定各个状态，而每种状态会将发电和耗散引导至不同的结。这些元件是能隙不对称的超导隧道结，在固定加热条件下可在任一极性下输出最高 2.6 pW，并支持磁场可调约瑟夫森电流。两个共用一个加热岛的结会以滞回方式分配偏置；即使在零偏置下，也会锁定在相反的电压上，从而编码扫描方向。在负载和电流偏置下，该自动机可进入一系列状态，涵盖不同的结极性组合，包括零电压状态；磁场决定哪些状态可用，而偏置历史则决定最终占据哪种状态。

耦合非线性元件在相同的外部驱动下可能呈现共存的稳定构型，而实际实现的构型则由系统的先前轨迹（磁滞）决定 [1–3]。例如，具有非单调电流–电压关系的两个串联元件，可以将固定的外加电压分配为不止一种动态稳定的电压分配 [4–6]。这种多稳态为基于共振隧穿的埃萨基二极管逻辑和多值存储器概念提供了工作原理 [7, 8]。在扩展网络中，元件之间的空间电压分布可以编码全局偏置的历史 [9]。因此，同一输入可能根据预先存在的状态诱发不同的切换事件，这与耦合双稳态机械元件阵列中的观察结果类似 [10–14]。

在上述电路中，保持分区状态需要持续的电驱动：耗散元件在没有电流时无法维持非零电压，因此在零外加偏压下，所有分区都会塌缩为单一构型。热电元件可以部分缓解这一要求，因为有限的温差能够在电流趋于零时维持热电压。在零电偏置且加热固定的情况下，由此类元件构成的电路可能因此具有多个稳态分区，并由先前的偏置历史选定。只有采用热电响应可以取任一符号的元件，即本征双极性元件，才能充分利用这一机制。在传统热电转换器中，极性通常由材料属性和温度梯度的方向固定 [15, 16], ，只有通过外部手段才能将其反转，例如静电栅控、磁开关或光激发 [17–22]。因此，在电路内部，极性是预先规定的，而不是动态选定的；热电压则按照设计以相长或相消的方式组合 [23, 24]。

超导隧道结提供了一个灵活的用于测量和控制热流的平台 [25,26], ，但电子–空穴对称性会强烈抑制其线性热电响应 [27, 28]。然而，当两个超导电极的能隙不相等时，对较大能隙电极进行强烈加热可诱发非线性双极响应 [29–31]：结既可能耗散电功率，也可能产生电功率，其极性由外部电路而非材料本征不对称性决定。因此，在负载作用下，该结可能稳定在极性相反的两个稳定态之一，从而存储单比特信息 [29, 30]。同一结构还可在零电压下维持库珀对超电流，形成第三种无耗散工作状态，其临界电流可由磁场调节 [32]。在此，我们通过采用扩展几何结构和准粒子陷阱，进一步推进这一器件构想，将输出功率从早期双极结和量子点热机的飞瓦量级 [18, 30, 33] 提升至皮瓦级。

通过一个受热的电气浮置岛耦合两个这样的结，会引入一个内部节点，外加偏压在该节点处分配。随后，双结系统的构型由结电压的有序器件对指定，每个结电压可为正值、负值或零，其构型由此前的偏压轨迹决定。在外加偏压为零时，系统可以处于一种具有相等——的构型中。

幅值相等、极性相反的结电压以及消失的净电流：端电压为零，而岛电势记录了前一次扫描的方向。当电流流动时，电压构型进一步决定能量转换的空间分布，即哪些结将热量转换为电功率，哪些结则主要充当耗散元件。我们通过直接探测岛电势来区分这些贡献。在负载和电流偏置下，每种稳定构型都对应一个输出电平；即使在零偏压下，加热也能维持该输出电平，而对后续输入的响应取决于驱动历史。因此，这一耦合器件对实现了一个由热供能的自动机，具有可访问的状态和切换

* filippo.antola@sns.it

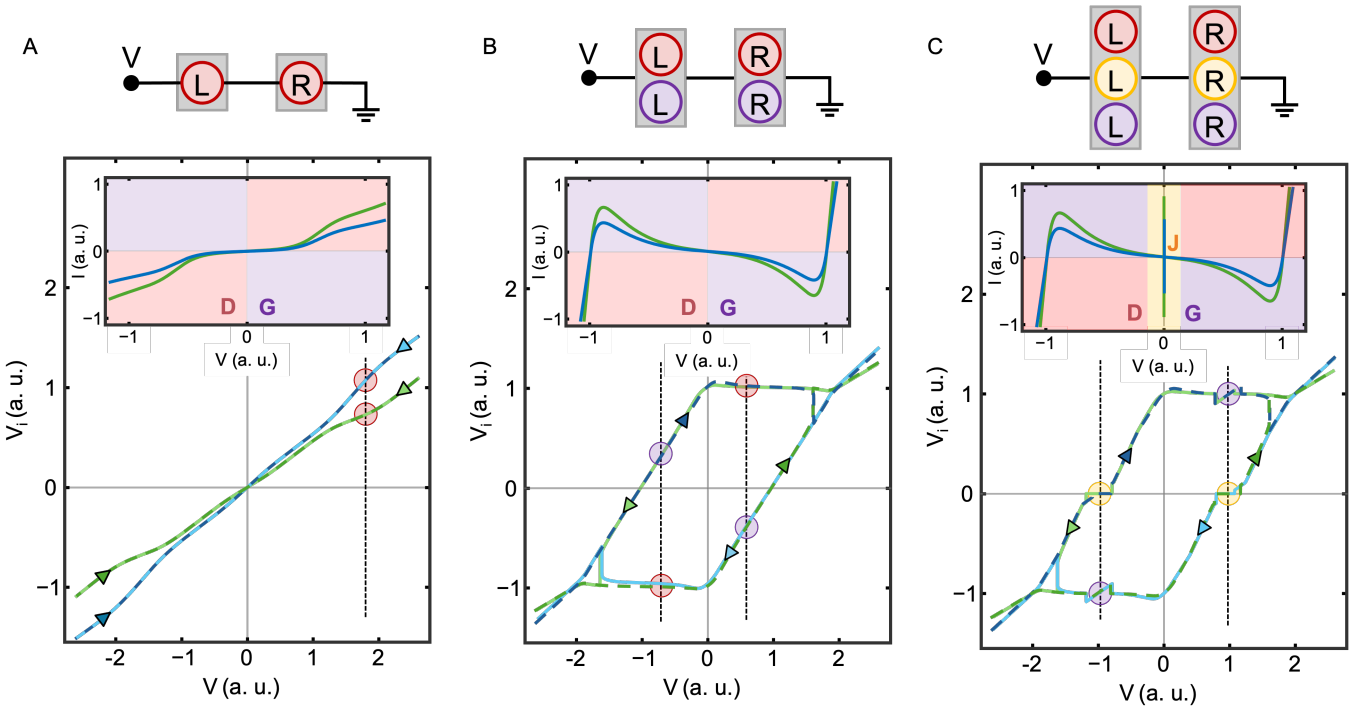

图1。**工作原理：串联的两个元件的状态和作用**。上：元件 L 和 R 通过电压源 V 串联。每个方框中的圆圈表示该元件可承担的作用：耗散（D，红色）、发电（G，紫色）和约瑟夫森输运（J，黄色）。插图为 L（蓝色）和 R（绿色）的电流-电压特性，其中阴影分别标示 D（$IV > 0$）、G（$IV < 0$）和 J（零电压分支）。主图为局部电压 V_L 和 V_R 随 V 的变化，浅色实线和深色虚线以及箭头表示从正偏置到负偏置再返回的扫描。标有竖直虚线的偏置点处的圆圈表示每个元件的作用。（A）耗散元件：每个偏置点对应一个分区。（B）双极性元件：两次扫描在 $V = 0$ 周围形成一个滞回回线，在回线内部，局部电压符号相反，并在 $V = 0$ 处具有相等的幅值。（C）具有零电压分支的双极性元件：当一个元件处于零电压（J）状态时，会出现平台。曲线以任意单位绘制；在（C）中，为便于观察，零电压平台经过加宽。

阈值，而这些阈值通过超电流受磁场调控。

工作原理

由外部电压驱动的两个串联元件V（图1，上图）流过相同的电流，且它们的电压降之和等于偏置 $V = V_L + V_R$。任何同时满足这两个条件的器件对（V_L，V_R）都可能构成一种电压分配。

两个略有差异、具有单调特性（插图）的耗散元件，以唯一的方式分配偏置，与扫描历史无关（图1A）。非单调特性允许在相同偏置下存在多个稳定分配，即器件对的多个状态，其取决于扫描方向 [3, 9]，但耗散元件的电压降始终与电流同号，并且在零偏压时同时归零。

相反，在足够大的温差下，双极性热电元件可以产生反向电压降（图1B）。在扫描过程中，导电性较低的元件发生摆动，承担偏置变化的大部分，而另一个元件则保持近乎恒定的电压。由于每个元件在零电流下都能维持热电压，因此这种摆动会穿过零偏压点；对于热电压相等的情况，此时电压降有限且方向相反，并且没有电流流过。每个元件都能维持热电压，因此这种摆动会穿过零偏压点；对于热电压相等的情况，此时电压降有限且方向相反，并且没有电流流过。越过该点后，另一个元件承担扫描的其余部分。由于导电性较低的元件在两个方向上都会先发生摆动，下降扫描和上升扫描在到达零偏压时，V_L 和 V_R的符号相反。因此，磁滞回路包围零偏压，使器件对处于两种镜像状态之一，这些状态根据符号分别标记为（+，−）和（−，+）。它们在端子处无法区分，却将扫描记忆存储在两者之间节点的电势中。

有电流流过时，IV_i 的符号决定每个元件的作用：为正时，元件耗散（D）；为负时，元件发电（G）。同向电压降使两个元件同时发电或耗散，而反向电压降则使一个发电、另一个耗散。因此，通过选择状态，历史便决定了各元件的作用：在回路中，偏置相同时，两种扫描分别产生 D-G 和 G-D（图1B）。具有零电压分支的元件还可发挥无耗散（J）作用，不交换功率，并将全部偏置留给另一个元件。此时，局部电压会呈现平台，其中一个元件处于零电压状态，标记为 0；具体是哪个元件，同样取决于

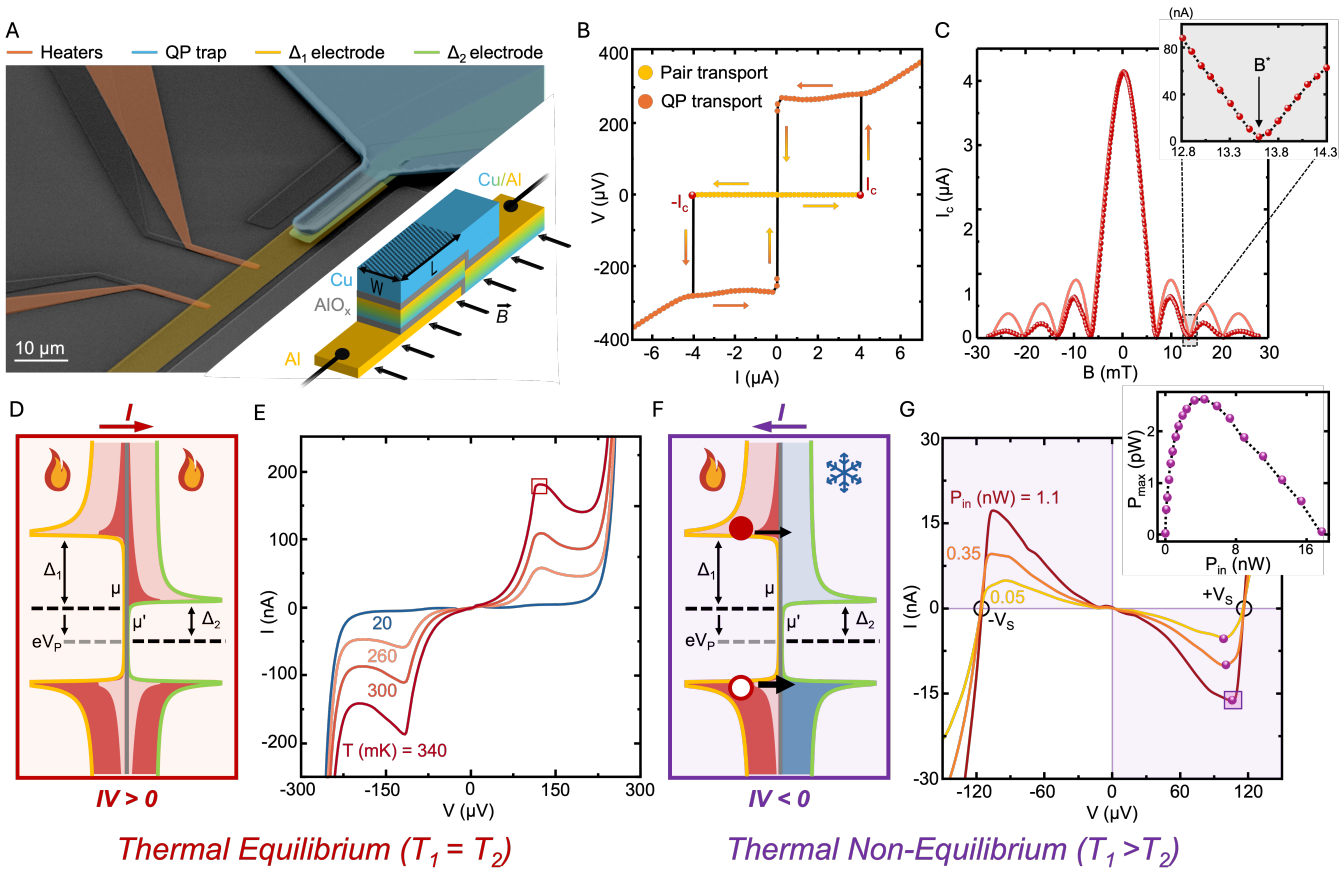

图 2. **皮瓦级双极热电结**。(A) 单结器件的伪彩色显微图（比例尺，10 μm）及结堆叠结构示意图，黑色箭头表示面内磁场 B。(B) 零磁场下电流偏置的 $V(I)$ 特性曲线。黄色和橙色分别标示器件对和准粒子输运，箭头表示扫描方向。(C) 临界电流 I_c 随 B 的变化（圆圈），以及与测得周期对应的理想夫琅禾费图样（实线）。插图：第二个极小值的放大图，$B^* \simeq 13.6$ mT。(D 和 F) $T_1 = T_2$ (D) 和 $T_1 > T_2$ (F) 的准粒子态密度示意图。阴影表示已占据状态，虚线表示化学势。在 (F) 中，实心圆和空心圆分别表示类电子和类空穴激发，黑色箭头表示相应的隧穿过程。示意图上方的箭头表示净电荷电流。(E 和 G) 在所示平衡温度 (E) 和加热功率 $P_{\rm in}$ (G) 下的 B^* 电流-电压特性。方块标示 (D) 和 (F) 的匹配条件。在 (G) 中，紫色阴影突出显示发电（$IV < 0$），紫色圆点表示发电峰值，其处计算 $P_{\rm max} = -V_P I(V_P)$；空心圆表示热电压 $\pm V_S$。插图：$P_{\rm max}$ 随 $P_{\rm in}$的变化。

扫描方向（图1C）。

双极热电元件

图 1 的工作原理要求器件在相同加热条件下能产生任一极性的功率，并具有范围可调的零电压分支。图 2A 展示了一个大面积 Al/AlO$_x$/Cu/Al 隧道结（$3.5 \times 15\ \mu{\rm m}^2$，$R_N \simeq 37\ \Omega$），其 Al 电极由两个浮置隧道加热器加热，功率为 $P_{\rm in}$。绝缘势垒面向 Cu/Al 双层结构的 Cu 侧，邻近效应会在此处诱导出一个小于 Al 电极能隙的能隙 Δ_2。Δ_1据预测，与早期器件的 S/I/SN 几何结构相比，这种 S/I/NS 构型 [34] 更有利于实现双极热电效应 [30]。其较大的面积

降低 R_N，从而提高产生功率 [35]，但也会将更多热量带入双层结构，而其中的超导性会抑制电子-声子弛豫。因此，隧道耦合Cu准粒子陷阱会将这些热量导走，使双层结构保持低温 [36]。

该结可承载超电流，最高可达 $I_c \simeq 4.1\ \mu$A（J 角色），随后在接近能隙和阈值 $V_\Sigma = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ 附近转变至耗散支（D 角色）（图 2B）。结的长边使其对面内磁场 I_c 敏感，该磁场通过类夫琅禾费干涉图样调制它（图 2C） [37]，从而决定 J 支的范围（图 1C）。在 $B^* \simeq 13.6$ 毫特斯拉附近，I_c 下降了近三个数量级（插图），而能隙几乎未受到影响 [38]。

抑制 B^* 处的约瑟夫森电流，即可完全观察亚能隙响应。其形状由

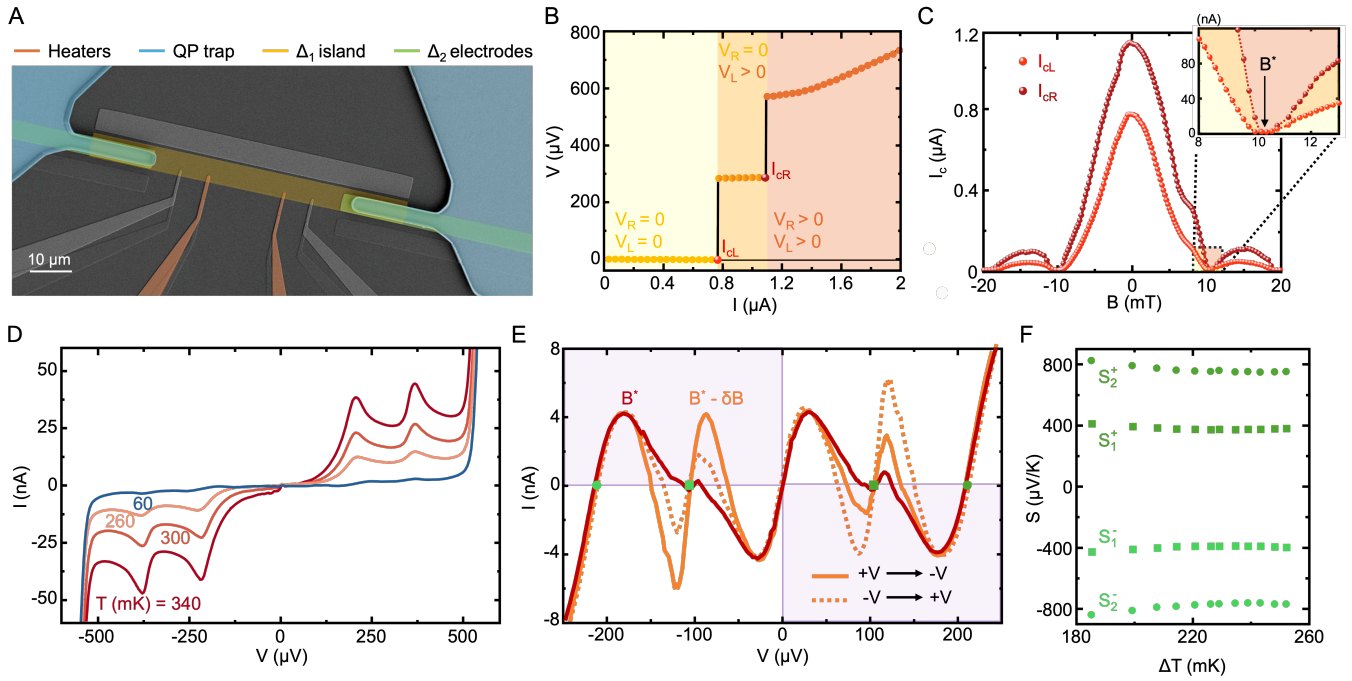

图3. **共享热岛的两个结**。(A) 双结器件的伪彩色显微图，其中一个共享的浮置 Al 岛与两个铜/铝电极耦合（比例尺， 10 μm）。第二对加热器未着色，岛上方的灰色条带为阴影掩模残留物。(B) 零磁场下的电流偏置 V（I）特性曲线。阴影区域标示出三种状态：两个结均处于零电压态、仅 L 转变（即先转变的结），以及两个结均已转变。(C) 临界电流 I_{cL} 和 I_{cR} 随 B的变化。插图为 $B^* \simeq 10.1\,\mathrm{mT}$ 附近的共同极小值，阴影标示方式同 (B)。(D) 所示温度下 B^* 处平衡态的电流-电压特性。(E) 在 $P_{\mathrm{in}} = 0.7\,\mathrm{nW}$ 加热条件下，于 B^*（红色）和 $B^* - \delta B$处的电流-电压特性，其中磁场为 $\delta B = 1.4\,\mathrm{mT}$（橙色）。紫色阴影标示发电（$IV < 0$）。实线和点线分别表示从正偏置扫描至负偏置以及反向扫描的结果。在 B^*处仅显示前者。绿色方块和圆圈分别标示内侧（$\pm V_S$）和外侧（$\pm 2V_S$）零电流交叉点。(F) 在 B^* 以及低加热功率（$P_{\mathrm{in}} \leq 4\,\mathrm{pW}$）下，内侧（$S_1^{\pm}$，方块）和外侧（$S_2^{\pm}$，圆圈）非线性热电势随 ΔT的变化。

位于 $\pm\Delta_1$ 和 $\pm\Delta_2$处的BCS态密度奇点决定，它们充当隧穿的能量过滤器（图2D）。电压会使一个谱相对于另一个谱移动 eV，而在 $e|V_P| \simeq \Delta_1 - \Delta_2$ 处对齐这些奇点会产生电流最大值，即匹配峰。超过该峰值后，电流会下降，从而产生负微分电导 [39, 40]。在平衡态（$T_1 = T_2$）下，随着热激发准粒子数量增加，匹配峰会随温度升高而增强（图2E）。因此，该结虽为非单调结，但具有耗散性（D）。

加热Al电极，同时使陷阱保持双层结构冷却（$T_1 > T_2$），会使电子型和空穴型准粒子的隧穿不对称（图2F）。由此产生的电流可以逆着施加电压流动，形成绝对负电导 [29]：该结能够发电（G）。反转偏置会交换电子型和空穴型准粒子的作用，因此在相同加热条件下，该结在任一极性下都能发电。图2G展示了这一点，在 B^*：$IV < 0$ 两种极性下均可观察到，并且在相反的热电压处出现零电流交叉点 $\pm V_S$。在发电峰值处，该结输出 $P_{\max} \simeq 2.6$ pW的功率；随着加热增强、双层结构升温，功率会降低（插图）。因此，一个单结即可实现图1中的三种作用：耗散、在任一极性下进行皮瓦级发电，以及可通过磁场调谐的约瑟夫森支。

共享热岛的两个结

图 3A 展示了两个名义上相同的结，其几何结构与图 2 [38]，中的类似。两者通过一个电浮置铝岛串联连接，片上加热器将该铝岛加热，使其成为两个结共用的热电极。在零磁场下，特性曲线显示出两次相继脱离约瑟夫森态的转变，分别发生在 $I_{cL} \simeq 0.8\ \mu$A 和 $I_{cR} \simeq 1.1\ \mu$A（图 3B）。L 的临界电流较低，表明其正常态电阻在制造公差范围内更高。在两者共同的干涉最小值附近，$B^* \simeq 10.1$ mT 时，两个临界电流均降至纳安培量级（图 3C），从而显现出该器件对的准粒子响应。

即使在平衡态下，偏压分配也并非简单的（图 3D）：不同于在 $2V_P$附近只有一个亚能隙峰，随着浴温升高，会出现两个峰，每个峰对应一个结达到其匹配峰。

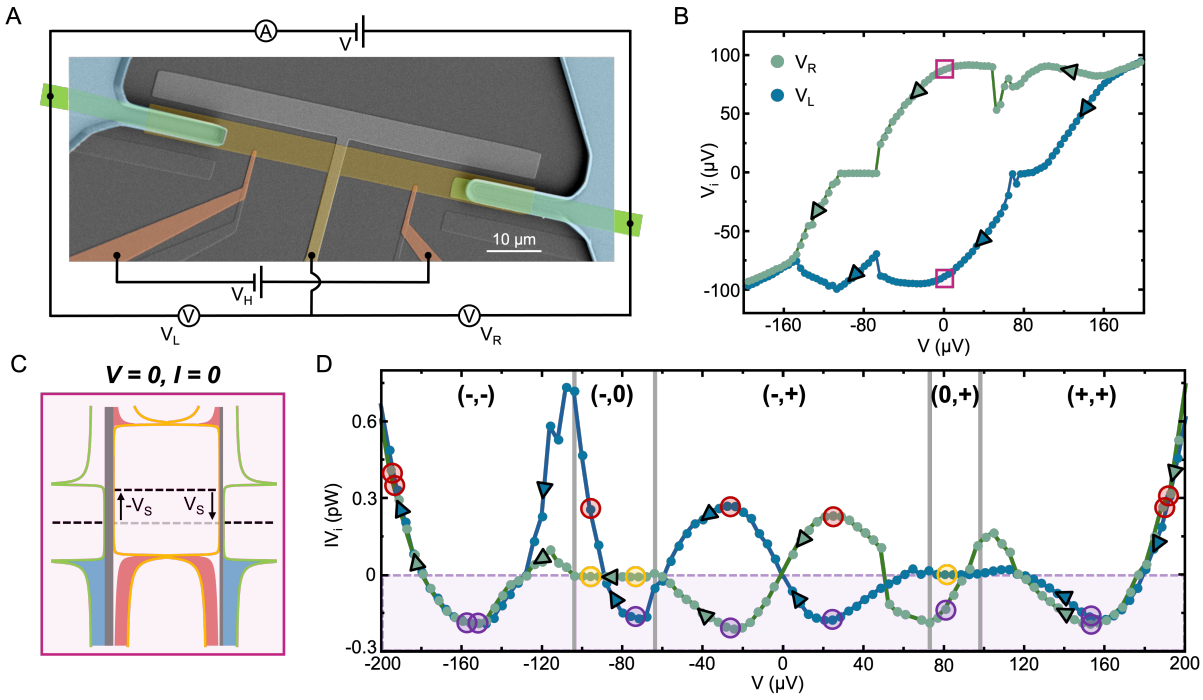

图 4。**岛处解析的状态和作用**。（A）器件及测量电路的伪彩色显微图（比例尺， 10 μm）。一条超导引线可接入该岛， V_H 驱动片上加热器。未着色的结构为阴影掩模残留物。（B）在 $B^* \simeq 9$ mT和 $P_{\rm in} = 1.9$ nW下，从正偏置扫描至负偏置（箭头）期间，测得的 V_L（蓝色）和 V_R（绿色）随 V的变化。方块标记 $V = 0$，此时器件对处于（−，+）状态。（C）该状态在 $V = 0$ 和 $I = 0$下的态密度示意图，两个结两端的热电压为 $\pm V_S$。（D）同一扫描过程中的局部功率 $P_i = IV_i$；耗散时为正值，发电时为负值，并以紫色阴影表示。竖线分隔五种状态，其标签由 V_L 和 V_R的符号给出；圆圈分别标记耗散（红色）、发电（紫色）和约瑟夫森输运（黄色）。

在 B^* 下加热岛会使器件对发电：其特性曲线形成具有 $IV < 0$ 的分支（图 3E），并且除了 $V = 0$之外，还会在 $\pm V_S$ 和$\pm 2V_S$附近穿过零电流。在内侧交点处，一个结保持其热电压 $\pm V_S$（图 2G），而另一个结的电压为零；在外侧交点处，两个热电压符号相同，因而相加。在两种极性下都能观察到这一现象，再结合 $\pm 2V_P$ 附近的发电峰值，进一步证实了热电发电具有双极性。

将磁场从 B^* 略微调离后，临界电流重新出现，并使 J 的作用变得明显（图3E，橙色）。在内侧交叉点附近，下降扫描（实线）随后在 $-V_P$附近显示出完整的单结发电峰，而在正偏置下，生成的电流仅达到该值的大约一半。由于 R 的临界电流先重新出现（图3C，插图），负偏置下的完整峰值对应于 L 发电、而 R 承载超电流；在正偏置下则相反。上升扫描（点线）呈现镜像的特性，并如图1C 所示交换极性：偏置历史决定了每种极性下哪个结处于零电压状态。

拟合准粒子特性曲线可得到岛和电极温度，并据此得到器件对的热电性能（补充文本 S1）。将交叉电压除以温度差 ΔT [29] $S_n^{\pm} = V_n^{\pm}/\Delta T$ $V_1^{\pm} \simeq \pm V_S$ $V_2^{\pm} \simeq \pm 2V_S$ 即可得到非线性热电势；在两种极性下，内侧和外侧零电流交叉点如图3F 所示。内侧交叉点 $|S_1^{\pm}| \simeq 400\ \mu$VK^{-1}与单结的交叉点相匹配，而外侧交叉点则使其加倍。该岛还专为实现高效能量转换而设计：体积小、具有超导性，且仅通过隧穿势垒连接，因此热量主要经由结散失，而不是传递给晶格声子。因此，只需几皮瓦的加热器功率即可：在低加热功率（$P_{\rm in} \simeq$ 2–3pW）下，器件对可将其中约 3% 转换为电功率，最高达 90 fW。由于该数值是以输入功率为基准，因此它是热力学效率的下限；在介观热机中，热力学效率通常根据计算得到的热流 [18]进行估算。

探测岛屿

迄今为止，状态仅根据总电压推断得出 $V = V_L + V_R$。要检验这些状态，需要电气接入岛，而第二个器件虽可提供这种接入，却会降低加热效率（图4A）：一根超导

引线将岛连接到高阻抗探针，以分别测量 V_L 和 V_R。该器件的总特性曲线与图3E [38]相符。

沿下降扫描，局部电压会逐步遵循图1C（图4B）。在高偏置下，两个电压均为正值，L 在其约瑟夫森支上停留于零点后转为负值，承担偏置的变化，而 V_R 基本保持不变。在 $V = 0$ 处没有电流流过，但 $V_R = -V_L \simeq V_S$：器件对处于图(−, +) 1B 的镜像状态，且岛与两个电极的偏移量均为 V_S，保留了扫描记忆（图4C）。超过 $V = 0$后，R 以相同方式通过自身的约瑟夫森支接替工作，直到两个电压都变为负值。L 率先变化是因为它是导电性较弱的结，尽管相同的结也会以不均等的方式分配偏置。在反向扫描中，极性发生交换，正如图3E 的镜像特性和电路模型所示（补充文本S2）。

按照每个结的电压符号进行标记，处于约瑟夫森支时则标为 0，扫描过程变为由五种状态组成的序列：(+, +)、(0, +)、(−, +)、(−, 0) 和 (−, −)（图4D）。局部功率 $P_i = IV_i$ 表明，每种状态都按照图1中预期的方式分配能量转换：在一致状态下，两个结共同发电或共同耗散；当其中一个结处于零值时，另一个结单独发挥作用；而在 (−, +) 中，二者彼此对抗。在每种状态下，当电流反向时，发电会转变为耗散，这发生在图3E所示的零电流交叉点处。因此，结合约瑟夫森平台，每个结都能在一次扫描中承担全部三种作用。反向扫描会经过镜像状态 (+,0)、(+, −) 和 (0, −)；这些状态与其对应状态的差异不在于性质，而在于记忆效应：岛电势以及每个结在给定偏置下所发挥的作用，会记录上一次扫描的方向。

热驱动自动机

一个接有并联电阻负载的单结（图5A）已经可以作为双态机器运行 [30]。当 $R_{\mathrm{load}} = 6$ kΩ且偏置电流为 I_B、处于 B^* 时（图5B），其状态位于特性曲线与负载线的交点处 $I = I_B - V/R_{\mathrm{load}}$（补充文本S3）。在 $I_B = 0$时，负载线与两条发电支路相交，此处特性曲线陡峭，从而产生两个近乎平坦的输出电平，$V^{\pm}$ o。每个输出电平都会在 I_B 改变符号后继续保持，直到其所在支路在发电峰值附近终止，输出随即跃迁至相反极性。因此，这两个电平构成一个滞回回路，可存储一位信息：该信息由上一次偏移的符号写入，并由温差在零偏压下保持。同时，该结向负载提供约1.9 pW的功率，约为早期器件的80倍 [30]。

加载了 $R_{\mathrm{load}} = 100$ kΩ 在 B^*（图 5C，红色）时，图 3 中的器件对保留了这一位，并添加了新的位。在较大的$|I_B|$下，唯一稳定的状态是与 I_B符号相同的一致态，（+, +）或（−, −），此时两个电压相加。向相反符号扫描时，它会一直保持到外部发电峰附近，即 $\pm 2V_P$（图3E），但在那里

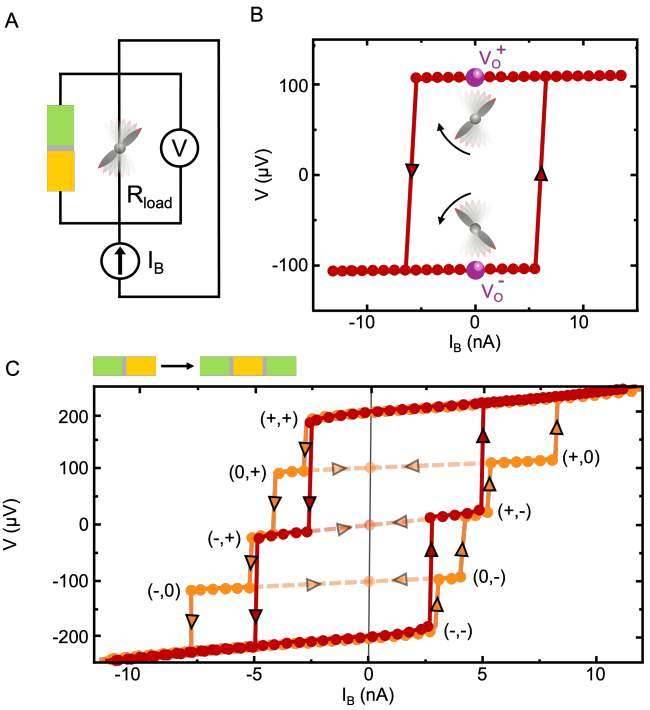

图5. 负载下的热驱动自动机。（A）并联接入 R_{load}（绘制为螺旋桨图标）的单结，由电流 I_B提供偏置，输出电压V在其两端测量。（B）在 B^* 下、对于$R_{\mathrm{load}} = 6$ kΩ和 $P_{\mathrm{in}} = 3$ nW测得的 V 与 I_B 的关系。紫色标记表示在 $I_B = 0$时的输出电平 $V^{\pm}$ O，螺旋桨图标表示输出极性。（C）图3所示双结器件在 B^*（红色）以及 $B^* - \delta B'$、施加 $\delta B' = 1.6$ mT时（橙色）的输出，负载为 $R_{\mathrm{load}} = 100$ kΩ和 $P_{\mathrm{in}} = 0.7$ nW。该图标标志着从单结到器件对的过渡。在负值（正值）I_B 处，跃迁发生于下降（上升）扫描过程中。标签给出每种状态下 V_L 和 V_R 的符号；褪色的虚线表示通过反向扫描将内部态带回 $I_B = 0$。

输出不会跳变到相反的极性：两个结逐一反转。L 先反转，而 R 保持其电压：两者几乎相互抵消，使输出在不一致态下接近零（−, +）或（+, −）。R 只有在更大的 $|I_B|$下才会反转，使器件对进入相反的一致态。调谐该场（橙色）会恢复接近 V_P 的单结峰值，此时一个结处于零电压。负载线解在不一致态的两侧也会在那里停止：下降时为（0, +）和（−, 0），上升时为（0, −）和（+, 0）。

一次完整扫描描绘出图5C中的主滞回环，该回环仅在一致态下穿过 $I_B = 0$。相反，在内部状态内反向扫描，则会使该状态回到 $I_B = 0$，沿着一条次回线运行；该次回线只有在更高的阈值处才会重新并入主滞回环（补充文本S3）。在 $I_B = 0$，每个内部状态都会留下自己的特征：不一致态的输出为零，但仍会反映在岛电势中，其偏移量为 $\pm V_S$

如图4C所示，而一个结处于零值的状态，其输出仅来自另一个结，就像图5B中的单结一样。因此，静止状态记录的不仅是上一次偏移的符号，还记录了它跨越了哪些阈值： B^*，场失谐时则有八种。

每种状态对应一种独特的热电转换配置，规定电路中热量在何处转换为电功率，以及哪些结将其输送至负载。磁场决定可访问状态的数量，并通过临界电流塑造开关阈值；而结不对称性则可能使两个不相容状态在不同的阈值下退出（补充文本S3）。因此，每种状态都编码了输入历史，并对后续刺激表现出依赖于状态的响应，使耦合系统作为热驱动自动机运行 [12, 13]。

结论

我们已将双极热电约瑟夫森结扩展至皮瓦级，并证明两个通过加热岛耦合的此类结，其行为并非简单地将各自的热电压相加。偏置历史决定每个结的极性，从而选择其中哪个充当电源、哪个充当耗散元件，以及哪个承载超电流。热驱动稳定了多个零偏置构型，而施加的磁场限制了可访问状态，因此该器件对实现了热驱动自动机。这些结果表明，多稳态不仅延伸至电压分配，还延伸至系统内热电能量转换的组织与分配。

嵌入更大型的电路后，此类结能够以更高的功能复杂度实现这一逻辑。对于由交替排列的冷热岛分隔的 N 个结组成的线性阵列，每个结都可以呈现任一极性，从而产生多达 2^N 种可访问配置；若同时纳入约瑟夫森支，则可达到 3^N种。这些由热驱动的多稳态超导电路因此可为超导电子学中的持久性存储元件和顺序处理模块提供基础 [41, 42], ，从更长远的角度看，还可作为储备池计算和神经形态计算的可扩展基本单元 [43, 44]。

这些电路元件还具有独立运行的功能。单结可向负载提供皮瓦级功率，这表明双极热电效应可作为超低功耗低温电路的本地电源 [45]。一致态（+，+）和（−，−）进一步表明，结阵列的输出可随结的数量而增加。此外，浮置岛通过隧穿势垒实现热隔离，可将吸收的辐射直接转换为热电读出 [46, 47],；一旦噪声和弛豫得到表征，滞回能级便可提供场可调的转变阈值后续研究 [48]。

在量子效应发挥作用的更小尺度上，每个结除了充当另一个结的负载之外，还构成其电磁环境，从而实现两者之间由光子介导的能量交换 [49, 50]。这种光子交换本身可能驱动能量转换。事实上，理论预测，即使两个电极处于相同温度，寒冷的电磁环境也会在能隙不对称结中诱发双极热电效应 [51]。因此，这里所考虑的工作原理可以扩展到纯辐射机制。

致谢

感谢 F. Taddei、M. Governale、L. Tosi 和 G. Trupiano 富有洞见的科学讨论。

经费支持

A.B. 感谢意大利大学与研究部（MUR）通过 PRIN 2026“Hybrid”计划（资助编号：2026HZ9RR3）“量子时间：从基础到应用”提供的支持；感谢 CNR/CONICET（意大利/阿根廷）双边协议 2026–2027 下“基于多端约瑟夫森结的固态量子器件中的热电效应”项目提供的支持；感谢 CNR计划STM2026 以及 CNR项目QTHERMONANO 提供的支持。

作者贡献

F.A. 制备了器件，开展了实验，分析了数据，开发了电路模型，并撰写了初稿。M.C. 参与了单结测量以及结果讨论。A.G. 参与了有关器件设计与制备以及初步结果的讨论。A.B. 参与了结果解读和电路模型讨论。G.D.S. 在测量期间提供了支持，并参与了结果讨论。F.G. 构思并监督了该项目。所有作者均审阅并批准了最终稿件。

竞争利益

作者声明不存在竞争利益。

数据与材料可用性

评估论文结论所需的全部数据均已包含在论文正文或补充材料中，

料。支撑图中数据的数据已存放于 Zenodo [52]。

[1] L. L. Bonilla 和 H. T. Grahn，半导体超晶格的非线性动力学，《物理学报告》68，577（2005）。[2] R. Kleiner、F. Steinmeyer、G. Kunkel 和 P. Müller，$Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ 单晶中的本征约瑟夫森效应，《物理评论快报》68，2394（1992）。[3] M. Heinrich、T. Dahms、V. Flunkert、S. W. Teitsworth 和 E. Schöll，非线性电路元件网络中的对称性破缺转变，《新物理学杂志》12，113030（2010）。[4] O. Boric-Lubecke、D.-S. Pan 和 T. Itoh，隧穿二极管串联连接的直流不稳定性，《IEEE 微波理论与技术汇刊》44，936（1996）。[5] H. Xu 和 S. W. Teitsworth，串联负微分电阻电路元件阵列中电流分支的出现，《应用物理学杂志》108，043705（2010）。[6] J. Waldmann、J. Jaurigue 和 K. Lüdge，串联耦合共振隧穿二极管中的多稳态与状态切换（2026），arXiv:2607.29212。[7] E. Goto、K. Murata、K. Nakazawa、K. Nakagawa、T. Moto-Oka、Y. Matsuoka、Y. Ishibashi、H. Ishida、T. Soma 和 E. Wada，埃萨基二极管高速逻辑电路，《IRE 电子与计算汇刊》EC-9，25（1960）。[8] Z. X. Yan 和 M. J. Deen，采用 MES-FET 耗尽型负载的新型基于共振隧穿二极管的多值存储电路，《IEEE 固态电路杂志》27，1198（1992）。[9] L. E. Altman、N. Aguilar、D. J. Durian、M. Ruiz-Garcia 和 E. Katifori，具有可调双稳态的流网络中的集体行为与记忆态，《自然·通讯》17，4782（2026）。[10] N. C. Keim、J. D. Paulsen、Z. Zeravcic、S. Sastry 和 S. R. Nagel，物质中的记忆形成，《现代物理评论》91，035002（2019）。[11] M. van Hecke，相互作用滞回单元的丰富转变路径，《物理评论 E》104，054608（2021）。[12] L. J. Kwakernaak 和 M. van Hecke，机械超材料中的计数与序列信息处理，《物理评论快报》130，268204（2023）。[13] J. Liu、M. Teunisse、G. Korovin、I. R. Vermaire、L. Jin、H. Bense 和 M. van Hecke，串联耦合机械滞回单元中的受控路径与序列信息处理，《美国国家科学院院刊》121，e2308414121（2024）。[14] J. D. Paulsen，具有可调一般符号相互作用的机械滞回单元，《自然·通讯》17，2799（2026）。[15] G. J. Snyder 和 E. S. Toberer，复杂热电材料，《自然·材料》7，105（2008）。[16] J. He 和 T. M. Tritt，热电材料研究进展：回顾与展望，《科学》357，eaak9997（2017）。[17] D. Qin、F. Pan、J. Zhou、Z. Xu 和 Y. Deng，基于电栅控碲化铋薄膜的高 ZT 且性能可控的热电器件，《纳米能源》89，106472（2021）。[18] M. Josefsson、A. Svilans、A. M. Burke、E. A. Hoffmann、S. Fahlvik、C. Thelander、M. Leijnse 和 H. Linke，接近热

热力学效率极限，《自然·纳米技术》13，920（2018）。[19] A. Ozaeta、P. Virtanen、F. S. Bergeret 和 T. T. Heikkilä，在自旋劈裂磁场存在时铁磁体–超导体结中预测的超大热电效应，《物理评论快报》112，057001（2014）。[20] S. Kolenda、M. J. Wolf 和 D. Beckmann，高场超导体–铁磁体隧道结中热电流的观测，《物理评论快报》116，097001（2016）。[21] C. I. L. de Araujo、P. Virtanen、M. Spies、C. González-Orellana、S. Kerschbaumer、M. Ilyn、C. Rogero、T. T. Heikkilä、F. Giazotto 和 E. Strambini，超导自旋电子学热机，《自然·通讯》15，4823（2024）。[22] C. Fang、S. Wang、M. Liang、J. Gan、S. Ji、C. Yan、N. Cao、J. Shi、Q. Zou、J. Liu 和 W. Hong，光响应单分子双热电器件的集成，《美国化学会志》148，3383（2026）。[23] A. Montecucco、J. Siviter 和 A. R. Knox，温度失配对串联和并联电连接的热电发电机的影响，《应用能源》123，47（2014）。[24] T. Böhnert、E. Paz、R. Ferreira 和 P. P. Freitas，用于热电能量采集的磁性隧道结热电偶，《物理快报A》382，1437（2018）。[25] J. P. Pekola，迈向电子电路中的量子热力学，《自然·物理》11，118（2015）。[26] J. P. Pekola 和 B. Karimi，专题评论：凝聚态物质系统中的量子热输运，《现代物理评论》93，041001（2021）。[27] F. S. Bergeret、M. Silaev、P. Virtanen 和 T. T. Heikkilä，专题评论：自旋劈裂场超导体中的非平衡效应，《现代物理评论》90，041001（2018）。[28] L. Arrachea、A. Braggio、P. Burset、E. J. H. Lee、A. Levy Yeyati 和 R. Sánchez，量子正常态–超导体界面的热电过程，《物理年鉴》537，e00197（2025）。[29] G. Marchegiani、A. Braggio 和 F. Giazotto，电子–空穴对称系统中的非线性热电效应，《物理评论快报》124，106801（2020）。[30] G. Germanese、F. Paolucci、G. Marchegiani、A. Braggio 和 F. Giazotto，双极性热电约瑟夫森发动机，《自然·纳米技术》17，1084（2022）。[31] F. Antola、G. Marchegiani、A. Braggio 和 F. Giazotto，双极热电超导量子器件（2026），arXiv:2607.23262。[32] A. Barone 和 G. Paternò，《约瑟夫森效应的物理学与应用》（威利出版社，纽约，1982）。[33] G. Jaliel、R. K. Puddy、R. Sánchez、A. N. Jordan、B. Sothmann、I. Farrer、J. P. Griffiths、D. A. Ritchie 和 C. G. Smith，量子点能量采集器的实验实现，《物理评论快报》123，117701（2019）。[34] A. Hijano、F. S. Bergeret、F. Giazotto 和 A. Braggio，S/I/NS 和 S/I/SN 超导隧道结中的双极热电效应，《应用物理快报》122，

242603（2023）。[35] G. Benenti、G. Casati、K. Saito 和 R. S. Whitney，纳米尺度热能向功转换稳态过程的基本方面，《物理评论》694，1（2017）。[36] F. Giazotto、T. T. Heikkilä、A. Luukanen、A. M. Savin 和 J. P. Pekola，介观物理在测温和制冷领域的机遇：物理学与应用，《现代物理评论》78，217（2006）。[37] J. M. Rowell，约瑟夫森隧穿电流的磁场依赖性，《物理评论快报》11，200（1963）。[38]材料与方法见补充材料。[39] J. Nicol、S. Shapiro 和 P. H. Smith，超导能隙的直接测量，《物理评论快报》5，461（1960）。[40] B. N. Taylor 和 E. Burstein，超导体之间电子隧穿中的过剩电流，《物理评论快报》10，14（1963）。[41] S. Alam、M. S. Hossain、S. R. Srinivasa 和 A. Aziz，低温存储技术，《自然·电子学》6，185（2023）。[42] I. I. Soloviev、N. V. Klenov、S. V. Bakurskiy、M. Y. Kupriyanov、A. L. Gudkov 和 A. S. Sidorenko，超越摩尔定律技术：超导体替代方案的运行原理，《Beilstein纳米技术杂志》8，2689（2017）。[43] X. Liang、J. Tang、Y. Zhong、B. Gao、H. Qian 和 H. Wu，利用新兴电子学实现物理储备池计算，《自然·电子学》7，193（2024）。[44] M. L. Schneider、C. A. Donnelly、S. E. Russek、B. Baek、M. R. Pufall、P. F. Hopkins、P. D. Dresselhaus、S. P. Benz 和 W. H. Rippard，利用纳米纹理磁性约瑟夫森结实现超低功率人工突触，《科学进展》4，e1701329（2018）。[45] N. Takeuchi、T. Yamae、T. Yamashita、T. Yamamoto 和 N. Yoshikawa，采用绝热超导逻辑的微波复用量子比特控制器，《npj量子信息》10，53（2024）。[46] T. T. Heikkilä、R. Ojajärvi、I. J. Maasilta、E. Strambini、F. Giazotto 和 F. S. Bergeret，基于超导体–铁磁体系统的热电辐射探测器，《物理评论应用》10，034053（2018）。[47] F. Paolucci、G. Germanese、A. Braggio 和 F. Giazotto，高灵敏度宽带超导热电单光子探测器，《应用物理快报》122，173503（2023）。[48] A. L. Pankratov、L. S. Revin、A. V. Gordeeva、A. A. Yablokov、L. S. Kuzmin 和 E. Il'ichev，迈向用于轴子搜索的微波单光子计数器，《npj量子信息》8，61（2022）。[49] M. Hofheinz、F. Portier、Q. Baudouin、P. Joyez、D. Vion、P. Bertet、P. Roche 和 D. Esteve，库仑阻塞的光明面，《物理评论快报》106，217005（2011）。[50] P. P. Hofer、J.-R. Souquet 和 A. A. Clerk，基于光子辅助库珀对隧穿的量子热机，《物理评论B》93，041418（2016）。[51] F. Antola、G. De Simoni、F. Giazotto 和 A. Braggio，量子双极热电效应，《npj量子信息》12，158（2026）。[52] F. Antola，《“多稳态热电约瑟夫森自动机”的数据》（2026）。[53] A. V. Timofeev、C. Pascual García、N. B. Kopnin、A. M. Savin、M. Meschke、F. Giazotto 和 J. P. Pekola，Bardeen–库珀–施里弗超导体，《物理评论快报》**102**，017003（2009）。[54] M. Prunnila、M. Meschke、D. Gunnarsson、S. Enouz- Vedrenne、J. M. Kivioja 和 J. P. Pekola，采用库仑阻塞测温表征的非原位隧道结工艺技术，《真空科学与技术杂志B辑》**28**，1026（2010）。

补充材料：多稳态热电约瑟夫森自动机

Filippo Antola、Margherita Cervi、Angelo Greco、Alessandro Braggio、Giorgio De Simoni 和 Francesco Giazotto

材料与方法

器件制备

器件采用无掩模激光光刻（Raith picoMaster）分两步在硅衬底上制备，衬底上具有300 nm厚的热生长SiO_2，。

首先，对 LOR 20B/S1805 双层光刻胶堆叠进行图形化，以形成悬空掩模。随后，在电子束蒸发器中通过单次双角度阴影蒸发工艺制备隧道结和集成加热器（基底压力 10^{-9} mbar，沉积速率 1 Å/s）。在 $+48^\circ$ 下沉积一层 20 nm 厚的铝层，形成 Δ_1 电极（双结器件中的岛），并在原位于 12 mbar O_2 中氧化 45 min，以形成 AlO_x 隧穿势垒。接着，在 -48°下沉积 Cu（11 nm）/Al（29 nm）双层结构，其中 Cu 层与势垒直接接触，从而形成 Δ_2 电极和加热器，并与铝形成隧道耦合。随后进行第二次原位氧化（在 10 mbar O_2 中氧化 10 min），在双层结构上形成洁净氧化层；经空气暴露后，该氧化层充当准粒子陷阱的势垒。

剥离后，使用 AZ1515 光刻胶进行第二次光刻，并与第一种图案对准，随后用 AZ 显影液显影；该显影液不会腐蚀铝薄膜。随后通过溅射沉积 500 nm 厚的铜膜制备准粒子陷阱，并进行剥离。双结器件采用相同工艺一同制备，且与单结器件分批制造。

测量装置

所有测量均在干式稀释制冷机（Oxford Instruments Triton 200）中进行。样品热锚定于混合室平台，除非另有说明，浴温通过 RuO_x 温度计测量并维持在 25 mK。每条电学线路均在室温和混合室处通过 π滤波器进行滤波；混合室处的滤波器前还串接了 RC 滤波器，单结器件所用的电阻和电容分别为 $R = 1$ kΩ 和 $C = 47$ nF，双结器件所用的电阻和电容分别为 $R = 100$ Ω 和 $C = 470$ nF。

电输运采用四端配置进行测量，器件两端的电压由电压前置放大器（DL Instruments 1201）测量，随后通过数字万用表（Agilent 34401A）读出。通过使用电压源（Yokogawa GS200）在一个远大于电路其余部分阻值的串联电阻两端施加电压，获得电流偏置特性曲线；而电压偏置特性曲线则通过使用同一电源施加电压，并用电流前置放大器（DL Instruments 1211）记录电流来获得。在电压探针位于岛上的器件中，使用相同类型的电压前置放大器，测量岛引线与每个外部电极之间的局部电压 V_L 和 V_R 。

在每个器件中，两个加热器串联连接到一个电池供电的浮置电源，使加热电流通过其中一个加热器进入受热电极，再经另一个加热器流出，从而结中没有净电流。注入功率计算为 $P_{\mathrm{in}} = I_h V_h$，其中 V_h 是两个加热器两端的电压降。对于正文图 5 的测量，在室温下将一个负载电阻与器件并联。全文所述的负载 R_{load} 包含滤波线路的串联电阻，因此是器件实际看到的负载。

磁场与干涉图样

面内磁场由超导螺线管产生。样品安装时，其平面与螺线管轴平行，且磁场方向垂直于结的长轴 L （正文图 2A）。正文中报告的临界电流为切换电流，其定义为：在出现高于噪声底的电压之前，经过多次电流扫描所达到的最大偏置电流。在双结器件中， I_{cL} 和 I_{cR} 取自电流-电压特性中的两次连续切换事件（正文图 3B）。

对于平行于隧道势垒且垂直于 L 的磁场，穿过结的磁通为 $\Phi = B\,L\,d_{\mathrm{eff}}$，其中 d_{eff} 为结的有效磁厚度。假设矩形结中的电流密度均匀，临界电流呈现类夫琅禾费图样 [37]

$$I_c(B) = I_{c0}\left|\frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0}\right|, \tag{S1}$$

周期为 $\Delta B = \Phi_0/(L\,d_{\mathrm{eff}})$。正文图 2C 中的曲线是该表达式在 $I_{c0} = 4.1\ \mu$A（测得的最大值）和 $\Delta B = 6.9$ 毫特斯拉条件下的结果，能够重现中央瓣的宽度。水平偏移 0.18 毫特斯拉用于补偿螺线管的剩余磁场。对于 $L = 15\ \mu$m，周期对应 $d_{\mathrm{eff}} \simeq 20$ nm，与薄膜厚度的量级相当。正是长边 L 使周期降至几毫特斯拉。测得的图样与理想图样略有偏差，表现为旁瓣较低，外侧极小值出现在略低的磁场下。这两种偏差都表明沿 L的电流分布并非完全均匀，这符合结形状略非矩形或势垒存在轻微不均匀性的预期。

工作磁场 B^* 选为能够最强抑制 I_c的干涉极小值。对于单结器件，这是第二个极小值，即 $B^* \simeq 13.6$ 毫特斯拉。来自另一制备批次的双结器件具有较大的周期：正文图 3 和图 5 所示器件为 $\Delta B \simeq 10$ 毫特斯拉，正文图 4 所示器件为 $\Delta B \simeq 9$ 毫特斯拉；而 B^* 是两个结共有的第一个极小值。这些磁场基本不会改变超导能隙，因为在 B^* 处的能隙和阈值 V_Σ 与零磁场下的值相差不到几个百分点。

器件参数

这里总结了单结器件（正文图 2）的主要测量参数，以及两个双结器件的主要测量参数；后两者分别用于正文图 3 和图 5，以及正文图 4。对于后一个器件（可接触岛），我们还展示了其干涉图样和加热条件下的电流 - 电压特性，二者均与另一个器件的相应结果一致（图S1）。

单结器件由一个 $3.5\times15\ \mu$m^{2}结组成，正常态电阻为 $R_N \simeq 37\,\Omega$。其 Cu/Al 双层膜的临界温度为 $T_c \simeq 650$ mK，并且在基温和零磁场下，该结的临界电流达到 $I_c \simeq 4.1\ \mu$A。两个隧道加热器的正常态电阻均约为 1.9 kΩ，临界电流约为 24 nA。

正文图 3 和图 5 所示的双结器件由两个面积为 $3\times15\ \mu$m^2 、串联连接且共用一个浮置 Al 岛的结组成。由于该岛只能通过隧道接触接入，我们报告器件对的总正常态电阻，即 $R_{N,\,L}+R_{N,\,R} \simeq 290\ \Omega$。其 Cu/Al 双层膜的临界温度为 $T_c \simeq 700$ mK，并且在基温和零磁场下，两个结以不同的临界电流发生转变，分别为 $I_{cL} \simeq 0.8\ \mu$A 和 $I_{cR} \simeq 1.1\ \mu$A。四个隧道加热器的正常态电阻介于 20 和 35 kΩ 之间，临界电流约为 100 pA。

正文图 4 中的双结器件与图 3 和图 5 中的器件在同一批次制备，且双层结构的临界温度相同。该器件与后者的不同之处在于，有一条超导引线与岛相连，并且配备两个加热器而非四个。通过这条引线可以分别接触每个结，其正常态电阻为 $R_{N,\,L} \simeq 57\ \Omega$ 和$R_{N,\,R} \simeq 55\ \Omega$。在基温和零磁场下，两个结分别在 $I_{cL} \simeq 2.2\ \mu$A 和 $I_{cR} \simeq 2.5\ \mu$A 处转变。两个隧道加热器的正常态电阻各约为 5.6 kΩ，临界电流约为 4 nA。

图 S1 表征了该器件在其工作点处的特性。两个结的第一个干涉极小值略有错位，L 结约为 8.5 毫特斯拉，R 结约为 9.0 毫特斯拉（图 S1A）。我们取 $B^* \simeq 9$ 毫特斯拉，该值接近两个极小值，此时$I_{cL} \simeq 10$ nA，且 $I_{cR} \simeq 18$ nA。其抑制效果不如正文图 3 和图 5 中的器件；后者在共同极小值处的临界电流降至数纳安（正文图 3C），而剩余临界电流可以解释正文图 4B 中 B^* 处观察到的约瑟夫森平台。在 B^*加热条件下，总特性曲线呈现正文图 3E 的特征（图 S1B）。它形成了发电分支， $IV < 0$ 并在 ±90和 $\pm180\ \mu$V 附近穿过零电流（方块）。这些数值之比为二，符合 $\pm V_S$ 和$\pm 2V_S$的预期；并且 $V_S \simeq 90\ \mu$V 与正文图 4B 中 $V_R = -V_L$ 在 $V = 0$ 处的数值相符。正文图 3E 失谐特性在 ±55 和 $\pm125\ \mu$V 附近也呈现类似的额外特征，这与剩余临界电流相符。

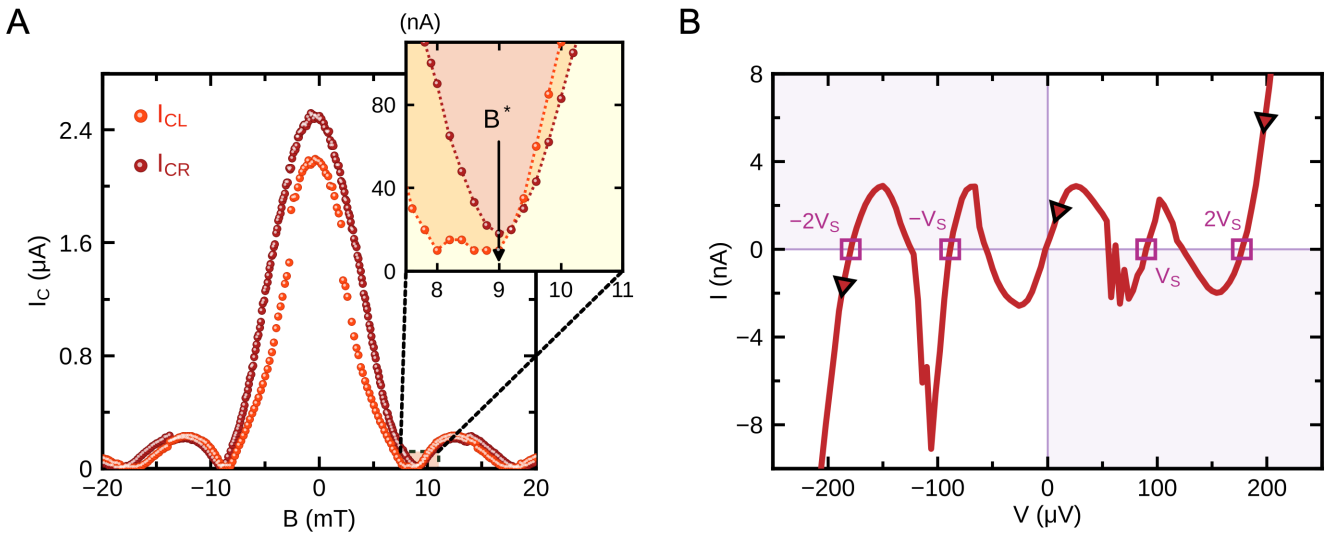

图 S1. **可接入岛的器件**。 (A) 临界电流 I_{cL} 和 I_{cR} 随 B的变化。插图：$B^* \simeq 9$ 毫特斯拉附近的极小值，阴影与正文图 3B 中相同。(B) 在 $P_{\mathrm{in}} = 1.9$ 纳瓦加热条件下， B^* 处的总电流-电压特性，偏置从正值扫至负值（箭头所示）。紫色阴影突出显示发电（$IV < 0$），方块标示出 $\pm V_S$ 和 $\pm 2V_S$处的零电流交叉点。

补充文本

S1. 准粒子测温与热电性能

本说明介绍了如何根据准粒子特性提取热电极和冷电极的电子温度，以及如何利用这些温度获得正文中所列的非线性热电势和转换效率。

单结测温与转换效率

我们使用隧穿模型拟合在 B^* 测得的单结器件的准粒子电流–电压特性（正文图2）。我们将加热的 Al电极标记为1，将 Cu/Al 双层膜标记为2，并分别用其电子温度 T_i下的费米分布进行描述。准粒子电流为

$$I_{\mathrm{qp}}(V)=\frac{1}{eR_N}\int_{-\infty}^{+\infty} n_1(E+eV,T_1)\,n_2(E,T_2)\,[f(E,T_2)-f(E+eV,T_1)]\,\mathrm{d}E, \tag{S2}$$

其中， $e>0$为元电荷， R_N为正常态电阻， f（E，T）$=[1+\exp(E/k_{\mathrm{B}}T)]^{-1}$。我们使用 Dynes表达式描述归一化态密度，

$$n_i(E,T_i)=\left|\mathrm{Re}\,\frac{E+\mathrm{i}\Gamma_i}{\sqrt{(E+\mathrm{i}\Gamma_i)^2-\Delta_i^2(T_i)}}\right|, \tag{S3}$$

其中 $\Delta_i(T_i)$ 是电极 i 的超导能隙， Γ_i 是唯象展宽 .

我们将 $R_N=37\Omega$ 固定为远高于能隙和阈值处测得的正常态电阻，并根据平衡特性曲线校准其余参数。我们假设铝的能隙遵循 BCS 温度依赖关系，其中 $T_{c1}=1.31\mathrm{K}$，且 $\Delta_1(0)=1.764\,k_{\mathrm{B}}T_{c1}\simeq 199\,\mu\mathrm{eV}$。双层结构的能隙根据测得的能隙和阈值 $V_\Sigma(T)$ 得到： $\Delta_2(T)=eV_\Sigma(T)-\Delta_1(T)$，并进行平滑插值，同时约束其在测得的双层结构临界温度 $T_{c2}=650\mathrm{mK}$ 处降为零，且 $\Delta_2(0)\simeq 71\,\mu\mathrm{eV}$。对平衡特性曲线进行全局拟合并施加 $T_1=T_2=T_{\mathrm{bath}}$ 后，得到 $\Gamma_1\simeq 0.02\,\mu\mathrm{eV}$ 和 $\Gamma_2\simeq 8.7\,\mu\mathrm{eV}$；在加热过程中，我们将其保持固定。双层结构较大的展宽在唯象上刻画了其态密度偏离 BCS 形式的部分近邻效应引起的偏离 [34]。

在加热条件下，只有两个电子温度仍为自由参数（图 S2A、B）。我们在正电压下的特性曲线上采用最小二乘法确定它们，并在窗口 $30\,\mu\mathrm{V}<V<V_S^+-1\,\mu\mathrm{V}$内校正放大器偏置，其中 V_S^+ 为正热电压。该窗口排除了低电压下残余的约瑟夫森贡献，并在零电流交越点之前结束。在此窗口内，我们取 T_1 和 T_2 为与偏置无关的量。

温差 $\Delta T=T_1-T_2$ 给出了两种极性的非线性热电势， $S^{\pm}=V_S^{\pm}/\Delta T$，其幅值约达到 $400\,\mu\mathrm{V\,K^{-1}}$（图 S2C）；相比之下，Ref. $300\,\mu\mathrm{V\,K^{-1}}$ 中的 S/I/SN结的幅值最高可达 [30]。

根据相同的态密度和温度，我们计算离开热电极的热流 [29, 31]，

$$\dot{Q}_{\mathrm{hot}}(V)=\frac{1}{e^2R_N}\int_{-\infty}^{+\infty}(E+eV)\,n_1(E+eV,T_1)\,n_2(E,T_2)\,[f(E+eV,T_1)-f(E,T_2)]\,\mathrm{d}E, \tag{S4}$$

其中， E 相对于冷电极的化学势测量；当热量离开热电极时， $\dot{Q}_{\mathrm{hot}}>0$ 。对于每种极性，我们将最大产生功率 $P_{\mathrm{max}}^{\pm}$ 取为测量特性曲线上 $-VI(V)$ 的最大值；实际上，这与正文图 2G 中 V_P 处的发电峰值相对应。然后，在达到该最大值的电压 $V^{\pm}{}_{\mathrm{MP}}$ 处计算 $\dot{Q}_{\mathrm{hot}}$。最大功率效率为

$$\eta_{\mathrm{MP}}^{\pm}=\frac{P_{\mathrm{max}}^{\pm}}{\dot{Q}_{\mathrm{hot}}(V_{\mathrm{MP}}^{\pm})}. \tag{S5}$$

两种极性下的平均效率 $\langle\eta_{\mathrm{MP}}\rangle=$ （$\eta^+{}_{\mathrm{MP}}+\eta^-{}_{\mathrm{MP}}$）/2达到约3.7%（图S2D，符号），与根据公式（S2）计算产生功率时得到的效率（线）接近。剩余差异可能反映了双层结构中受邻近效应修正的态密度，而 Dynes形式只能部分捕捉到这一点 [34]。这些偏差塑造了匹配峰，进而影响产生功率。

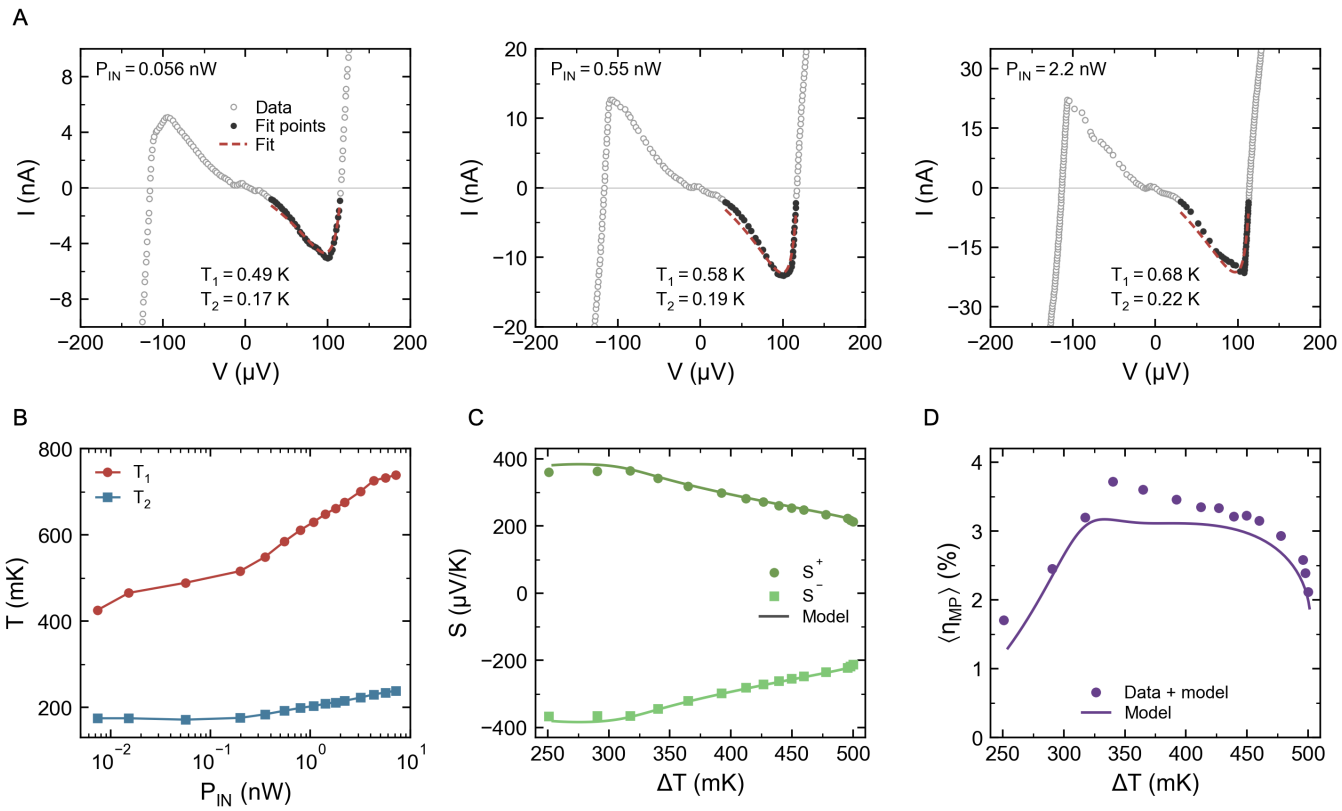

图 S2。 **单结的准粒子测温与热电性能。** (A) 所示加热功率下的电流-电压特性 $P_{\rm in}$：测量数据（灰色空心圆）、用于测温的数据点（黑色实心圆）和拟合结果（红色虚线），以及提取的温度。(B) 拟合温度 T_1 和 T_2 相对于 $P_{\rm in}$的关系。(C) 非线性热电势 $S^{\pm} = V_S^{\pm}/\Delta T$相对于 $\Delta T = T_1 - T_2$的关系。符号结合了测得的热电压与拟合温度。(D) 两种极性下平均的最大功率效率，$\langle\eta_{\rm MP}\rangle$，相对于 ΔT的关系。符号结合了测得的最大功率与在相同电压下计算得到的热流。在 (C) 和 (D) 中，曲线由公式（S2）–（S4）结合拟合温度的平滑插值得到。

双结测温、热平衡与转换效率

对于正文图3所示的双结器件，我们在 B^* 和较低加热功率 $P_{\rm in} \leq 4$pW下进行测温。在此处，特性曲线呈现出明显的内支：其中一个结产生全部电压，而另一个结在其约瑟夫森支上承载电流，因为电流保持在其剩余临界电流以下。我们使用上述单结模型描述该支路，并利用该器件的平衡特性进行标定，然后在相同窗口 $30\,\mu{\rm V} < V < V_1^+ - 1\,\mu{\rm V}$ 内进行拟合，其中 V_1^+是正的内交叉点（图S3A）。假设岛的所得温度 T_1以及电极的温度 T_2（图S3B）在外支上仍然成立，$\Delta T = T_1 - T_2$ 即可得到正文中的两个热电势 $S_1^{\pm} = V_1^{\pm}/\Delta T$和 $S_2^{\pm} = V_2^{\pm}/\Delta T$，其中交叉电压直接从测量特性曲线中读取。

发电要求岛的温度始终高于电极，只有经由结流出的热量才能参与能量转换，而散失到声子中的热量则绕过了这些结。因此，正文图 3 和图 5 中器件的浮置岛被设计得很小且为超导体，并且仅通过隧穿势垒与外界接触，从而减弱其与声子浴的耦合 [36]。为验证这一点，我们比较经由两个结流出岛的热流与其电子–声子热损耗，

$$\mathcal{L} = \frac{\dot{Q}_{\rm barriers}}{\dot{Q}_{e\text{-}ph}}, \qquad \dot{Q}_{\rm barriers} = \dot{Q}_{{\rm hot},L} + \dot{Q}_{{\rm hot},R}, \tag{S6}$$

其中，每个隧穿贡献由方程（S4）给出，并在正外分支的发电峰值处求值。我们计算 $Q_{e\text{-}ph}$ 其针对BCS超导体的表达式，其中包括散射和复合过程 [53],并假设岛内的电子温度均匀，为 T_1 ，声子温度为 $T_{\rm ph} = 25$mK，铝体积为

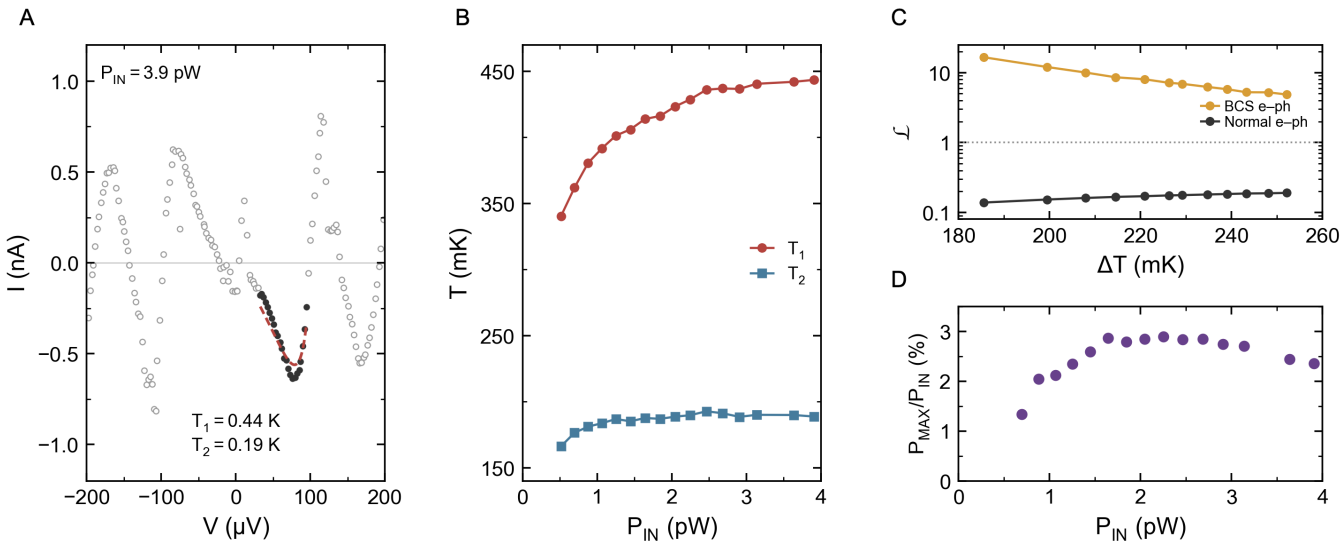

图 S3。 **双结器件的测温、热平衡与转换效率。** (A) 在 $P_{\mathrm{in}} = 3.9\mathrm{pW}$下的电流-电压特性，符号与图 S2A 中相同，并给出了提取的温度。(B) 拟合得到的温度 T_1 和 T_2 随 P_{in}的变化。(C) 比值 $\mathcal{L} = \dot{Q}_{\mathrm{barriers}}/\dot{Q}_{e\text{-}ph}$ 随 $\Delta T = T_1 - T_2$的变化，其中给出了正外分支发电峰值处的隧穿热流，以及根据 BCS超导体（橙色）或正常态定律（黑色）计算得到的 $\dot{Q}_{e\text{-}ph}$。虚线标记 $\mathcal{L} = 1$。(D) 正外分支上产生的最大功率 P_{max}与 P_{in}之比，二者均为实测值。

$\mathcal{V} = 7.125\,\mu\mathrm{m}^3$，电子-声子耦合常数为 $\Sigma = 0.2\,\mathrm{nW}\ \mu\mathrm{m}^{-3}\,\mathrm{K}^{-5}$ [36]。在所考察的范围内，$\mathcal{L} \simeq 5$–17 （图 S3C）：热量主要通过结离开岛。

为单独考察超导性的作用，我们仅将电子-声子热流替换为其正常态表达式 $\dot{Q}^{\mathrm{N}}_{e\text{-}ph} = \Sigma\mathcal{V}\left(T_1^5 - T^5{}_{\mathrm{ph}}\right)$，而保持温度和隧穿热流不变。 $\mathcal{L}$随后降至 1 以下（图 S3C，黑色）：按照正常态定律，岛会将大部分热量耗散给声子，正是超导性使该通道保持微弱。

由于大部分热量通过结离开岛，我们直接通过以下比值量化双结器件的能量转换： $P_{\mathrm{max}}/P_{\mathrm{in}}$，其中 P_{max} 是 $-IV$ 在正外分支上的最大值。不同于 η_{MP} 单结的，该比值仅涉及测量量，并且在3% 的 $P_{\mathrm{in}} \simeq$ 2–3pW 处达到约S3（图D）。 P_{in} 的一部分以声子的形式损失，另一部分在未到达岛之前耗散于加热器中：因此，该比值是相对于 $P_{\mathrm{max}}/Q_{\mathrm{barriers}}$ 的下限，即相对于实际流经结的热量而言的效率下限。

S2. 偏置分配及其记忆

我们将双结器件（正文图3和图4）建模为一个电路，以说明为什么固定偏置会使结之间存在多个稳定的电压分配，以及偏置历史如何在这些分配中进行选择。每个结均由其准粒子电流描述，见公式（S2）和（S3），并忽略在B^*处受到强烈抑制的约瑟夫森电流。该模型旨在描述器件的定性行为，现实参数列于图S4的图注中。

稳态分配及其稳定性

当岛处于电浮置状态时，结中承载相同的电流，其电压之和等于偏置，

$$I_L(V_L) = I_R(V_R), \qquad V_L + V_R = V. \tag{S7}$$

固定 V 会使电流不受约束，因此每个结都充当另一个结的负载。由于具有绝对负电导的特性曲线在电流偏置下是多值的， [30], 式（S7）在相同的 V 下可以有多个电压分配 $(V_L,\ V_R)$。

图S4A 展示了 $R_L/R_R = 1.5$ 的结特性曲线；这里选取了比实验中更大的不对称性，以便将两条曲线分开。每个电压分配定义了总特性曲线的一条分支（图 S4B），因此同一个偏置可能对应多个分支。在 $V^* = 10\ \mu$V 处，例如，式（S7）有三个解（圆形、三角形和方形），每个解对应公共电流下结特性曲线上的一对点（图 S4A）。其中两个解中，两个结具有几乎相反的电压，接近其热电压；与正文一样，我们用 $(V_L,\ V_R)$ 的符号来标记它们，即 $(-,\ +)$ 和 $(+,\ -)$（图 S4C、D）。在第三个解（方形）中，两个结几乎均等地分担偏置。

并非所有解都稳定。如果 V_R 时，岛电势相对于右侧电极偏移 δV，在 V 固定的情况下，结电流会失去平衡，净电流 $(G_L + G_R)\,\delta V$（其中 $G_i = \mathrm{d}I_i/\mathrm{d}V_i$）流出岛。若 $G_L + G_R > 0$，该电流会使电压分配恢复；否则，它会放大偏差。判据涉及结电导之和，而非串联电路的微分电导；后者对于稳定的电压分配可能为负。该判据与负载电导为 G_R [29] 的单结判据相同。随着电压分配随 V 变化（图 S4C、D），两个不均衡的分区在 $|V| \lesssim 150\ \mu$V 时都稳定，而均分（方块）则不稳定。在 $V = 0$ 附近，它们的电流几乎重合（图 S4B）：端口特性无法区分它们；二者仅在各结电压的符号，也就是岛电势上有所不同。

偏置历史选择

占据哪个分区取决于偏置是如何达到该值的。从较大的正 V 开始，此时 $(+,+)$ 是唯一的分区；随着 V 降低，器件对沿着一条稳定分支变化（图 S4C、D）。首先， V_L 穿过零，而 V_R 保持在其热电压附近，因此器件对到达 $(-,+)$ 中的 $V = 0$。随后 V_R 穿过零，使器件对到达 $(-,-)$；直到接近 $-145\ \mu$V 时，该分支与不稳定分支相交并终止，器件对跃迁至仅剩的稳定分区（虚线箭头）。反向扫描呈现相反的过程，并在 $(+,-)$ 中穿过 $V = 0$。因此，扫描方向决定了零偏压下的状态，因为在两个方向上，电阻较大的结 L 都先发生摆动。

为在实际扫描条件下检验这一图景，我们对岛的电荷平衡进行积分，

$$(C_L + C_R)\frac{\mathrm{d}V_R}{\mathrm{d}t} = C_L\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} + I_L(V - V_R) - I_R(V_R), \tag{S8}$$

其中右侧第一项是由偏置驱动的位移电流，其余各项是流入和流出岛的隧穿电流。我们取 $C_L = C_R = 3$ pF，这与该面积下 AlO_x 结的预期值相当 [54]。其他贡献，例如与衬底或栅极之间的电容，只会改变时间尺度，不会改变分区或分区间的跃迁。偏置以 $1\ \mu\mathrm{V}\,\mu\mathrm{s}^{-1}$ 的速率从 $+800$ 扫至 $-800\ \mu$V，再反向扫描，并满足 $R_L/R_R = 1.1$；由此得到的总特性曲线与测量结果接近（正文图 3E）。

图 S5 证实了根据稳态分配推断出的序列。总特性曲线（图 S5A）在 $V = 0$附近穿过零电流点，并在 $\pm V_S$ 附近和 $\pm 2V_S$附近穿过零电流点，与测量结果一致；除在 $\pm 160\ \mu$V 附近出现的小尖峰外，在两种扫描方向下几乎相同，而在该处电压分配发生跳变，这与测量特性曲线的特征相似（正文图 3E）。相反，扫描的记忆效应明显体现在结电压上（图 S5B、C）。在下降扫描过程中，该器件对依次经过 $(+,\ +)$、$(-,\ +)$ 和 $(-,\ -)$，并停留在 $V = 0$，其中 $V_L = -V_R \simeq -V_S$；而上升扫描则经过镜像状态并到达 $V_L = -V_R \simeq +V_S$。

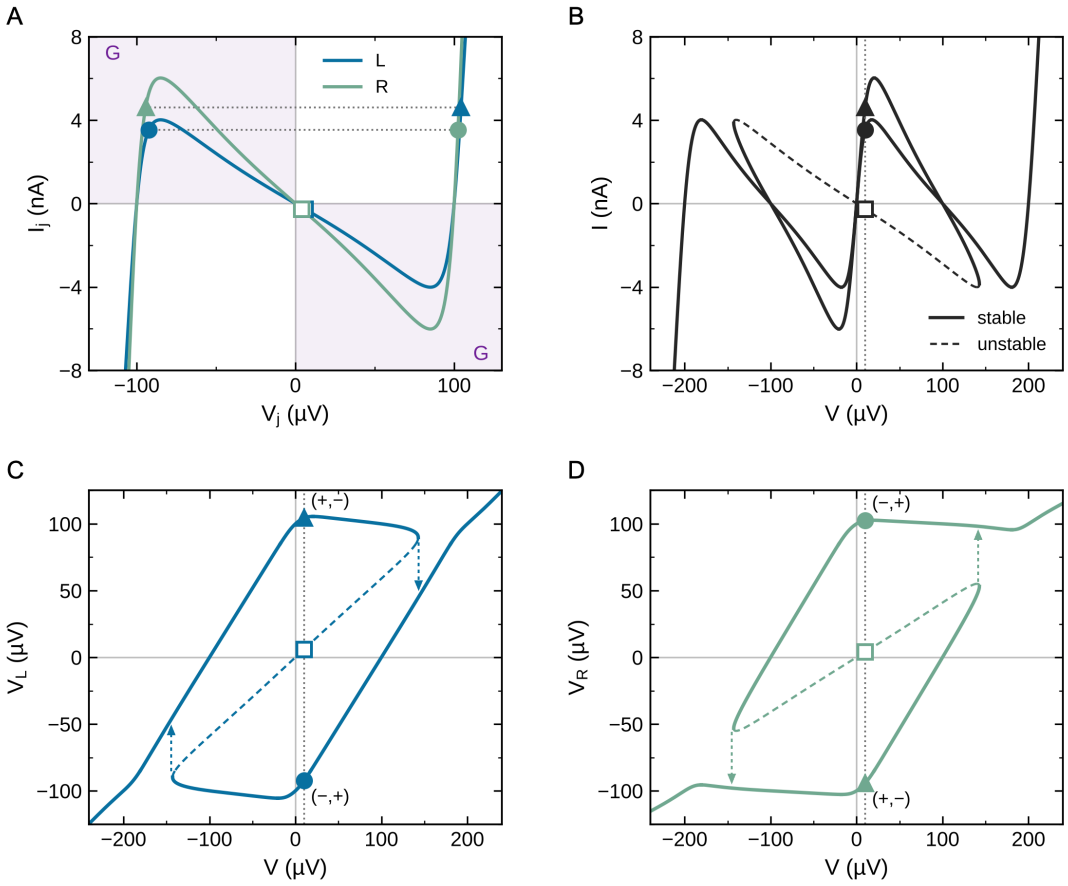

图 S4。 **非对称器件对的稳态电压分配。** (A) 两个结的准粒子特性，适用于 $R_L/R_R = 1.5$。相同符号的成对标记表示方程（S7）在 $V^* = 10\ \mu$V 下的三个解，它们在共同电流处由虚线连接；实心符号表示稳定解，空心符号表示不稳定解。阴影表示发电（$IV < 0$）。（B）所有稳态电压分配下的总电流与偏置的关系。在 V^*（虚线）处，符号标记三个解。（C 和 D）相应的结电压 V_L（C）和 V_R（D）。实线和虚线分别表示稳定和不稳定分配；虚线箭头表示稳定分支终止处的跳变。所有计算均采用 $R_L + R_R = 290\,\Omega$ 和 $T_c = 0.70$ K（铜/铝实测值）、带有 $T_c = 1.31$ K 的铝 BCS 能隙，以及 $\Delta(0) \simeq 85\ \mu$eV 的铜/铝 BCS 能隙，Dynes 展宽为 $\Gamma_{\mathrm{Al}} = 1\ \mu$eV 和 $\Gamma_{\mathrm{Cu/Al}} \simeq 8.7\ \mu$eV，岛温度为 $T_{\mathrm{hot}} = 700$ mK，电极温度为 $T_{\mathrm{cold}} = 250$ mK。

结不对称性并非产生这种行为所必需。对于相同的结，电压分配在 $V_L \leftrightarrow V_R$ 下呈对称性（图 S6A），并且在特性曲线具有负微分电导的区域内，均分 $V_L = V_R = V/2$ 是不稳定的，因为 $G_L + G_R = 2I'(V/2) < 0$。因此，具有 $V_L \neq V_R$ 的稳定分配成对出现，并通过结的交换彼此关联。图 S6B、C 展示了在固定 $V = 10\ \mu$V 下，从两个略有不平衡的初始条件出发的演化：不平衡逐渐增大，如 $G_L + G_R < 0$所示，直到该器件对稳定在两个不一致电压分配中的一个，其选择由初始扰动的符号决定。因此，不对称性并不会产生不一致态，而是决定哪个结先发生摆动，并使这种选择具有可重复性。

当临界电流未被完全抑制时，例如偏离 B^* 的情况下，电压穿过零点的结可以锁定在其约瑟夫森支上，并在其承载的电流保持低于临界电流的情况下停留在那里。V_L 和 V_R 的零点交叉随后变为正文图 4B 中观察到的平台（0，+）和（−，0），而不会改变状态的顺序。每个平台的范围由临界电流决定，而模型未将临界电流纳入其中。

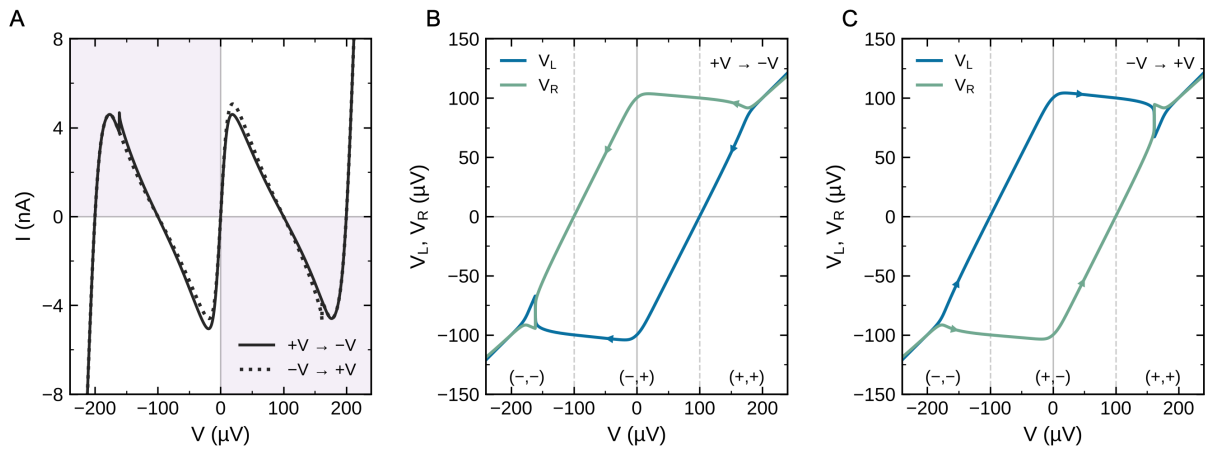

图 S5。**依赖扫描方向的电压分配**。（A）对于 $R_L/R_R = 1.1$，计算得到的总电流随偏置的变化，分别对应下降扫描（实线）和上升扫描（点线）。阴影表示发电（$IV < 0$）。（B 和 C）沿下降扫描（B）和上升扫描（C）的结电压 V_L 和 V_R。箭头表示扫描方向，标签给出（V_L，V_R）的符号，虚线附近的 $\pm V_S$ 将各状态分隔开。其他参数同图 S4。

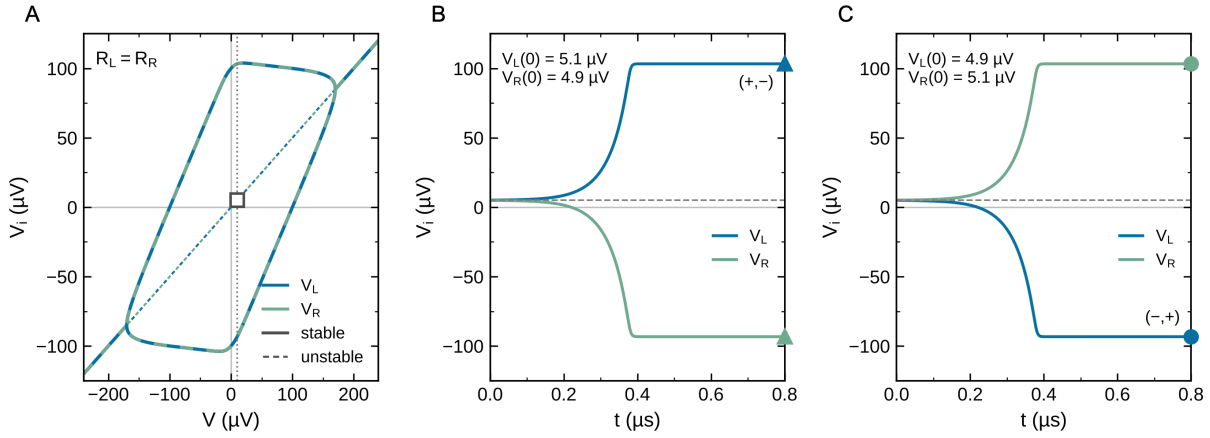

图 S6。相同的结的对称性破缺。（A）对于 $R_L = R_R$，稳态结电压随偏置的变化。根据对称性，V_L 和 V_R 的解重合，因此以两种颜色同时绘出。实线和虚线分别表示稳定分配和不稳定分配，方框标出在 $V = 10\ \mu$V（点线）处的均分。（B 和 C）在该偏置下，从（V_L，V_R）=（5.1，4.9）μV（B）以及（4.9，5.1）μV（C）开始的演化。虚线表示不稳定的均分，$V/2$；符号表示最终状态，见图 S4。其他参数同图 S4。

S3. 欠载运行

在正文图 5的加载配置中，器件与负载电阻 R_{load} 并联，并由电流 I_B驱动。此时流经器件的电流为 $I = I_B - V/R_{\mathrm{load}}$，其中 V为输出电压。我们使用 S1 和 S2 节中的准粒子模型计算结特性曲线，该模型在 B*时有效。

单结滞回

对于单个结， I 由其特性曲线 $I(V)$决定，因此工作点是该特性曲线与负载线 $I = I_B - V/R_{\mathrm{load}}$的交点；负载线 I_B仅作垂直平移而斜率不变（图S7A–C）。

图S7 展示了对 I_B 从正值到负值的扫描过程。在较大的正偏置下，负载线与特性曲线仅相交一次，交点位于 $V > 0$ 支路上（A 图，点 1），因此扫描选定正极性。在$I_B = 0$时，负载线经过原点，并与两个发电支路相交（B 图）。两个外侧交点均稳定，输出电压 $V^{\pm}$ o 极性相反，而原点不稳定。与电压偏置下的器件对（S2 节）相同，当 V 略微上升时，若结和负载所吸取的电流总和超过电源提供的电流，就会使 V 回落，此时交点稳定。为此，两者的电导之和 $dI/dV + 1/R_{\mathrm{load}}$必须为正；而在原点处，特性曲线比负载线下降得更陡。结从点 1 连续到达 V^+ o （点 2），且该状态保持稳定。随着 I_B 变为负值，工作点朝发电峰值移动，直到在 $I_B = -I_{\mathrm{th}}$ 时负载线与特性曲线相切（C 图，点 3）。此处，$dI/dV = -1/R_{\mathrm{load}}$ ，稳定性条件不再满足：超过这一偏置后，正电压下不再有任何状态，结便跳至负支（点 4）。上升扫描遵循相反的过程，从而闭合 D 图中的滞回回线；该回线重现了正文图 5B 中的测量结果，以及此前报道的双极性热电约瑟夫森发动机 [30]的滞回回线。

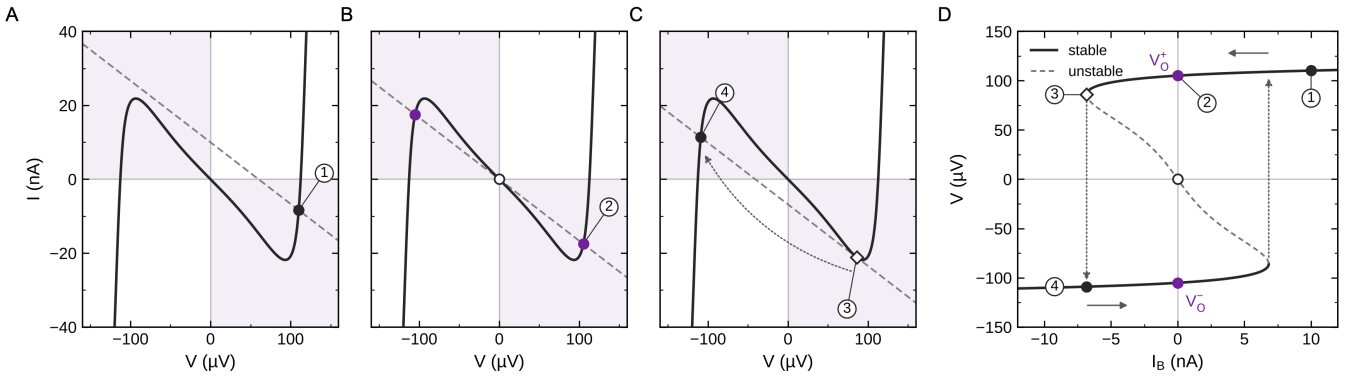

图 S 7 $I = I_B - V/R_{\mathrm{load}}$ $R_{\mathrm{load}} = 6$ $I_B = 10$ 0 $-I_{\mathrm{th}}$ $IV < 0$ **. 单结的负载线构造。** (A 至 C) 在 kΩ、nA 时的结特性曲线（黑色）和负载线（虚线），分别对应 (A)、(B) 和 (C)。阴影表示发电（ ）。实心圆和空心圆分别表示稳定和不稳定交点，数字按下降扫描顺序排列。在 (B) 中，紫色圆圈标出 $I_B = 0$ 时的输出电压 $V^{\pm}$ o。在 (C) 中，空心菱形标出 $I_B = -I_{\mathrm{th}}$ 处的相切点，此时正状态消失；点状箭头表示跳至负支。(D) 输出电压随 I_B 的变化，其中显示稳定（实线）和不稳定（虚线）分支、(A) 至 (C) 中的各点，以及表示扫描方向和切换的箭头。计算采用 S1 节中的拟合参数，其中 $T_1 \simeq 700$ mK 和 $T_2 \simeq 223$ mK。

器件对的主回线和次回线

对于该器件对，负载线与两个串联结的特性曲线相交（图 S8A）。由于 R_{load}远大于结电阻，每个结都必须满足单结的稳定性条件（实线）。与单结不同，单结在约瑟夫森电流受到抑制后，其原点是不稳定的；而在 $I_B = 0$处，原点的交点现在是稳定的：它对应于两个不一致态 $(-,\ +)$ 和 $(+,\ -)$，在这两个状态中，结电压相互抵消。

沿着从较大正偏置开始的下降扫描，该器件对保持在 (+, +)，直至 $I_B = 0$ （图 S8A，点1）。随着I_B 变为负值，流经该器件对的电流接近两个结的发电峰值，这些峰值起到阈值的作用，与单结的情况相同。导电性较弱的结 L 首先达到其较低峰值，即在 $I_B = -I_{\mathrm{th},1}$。

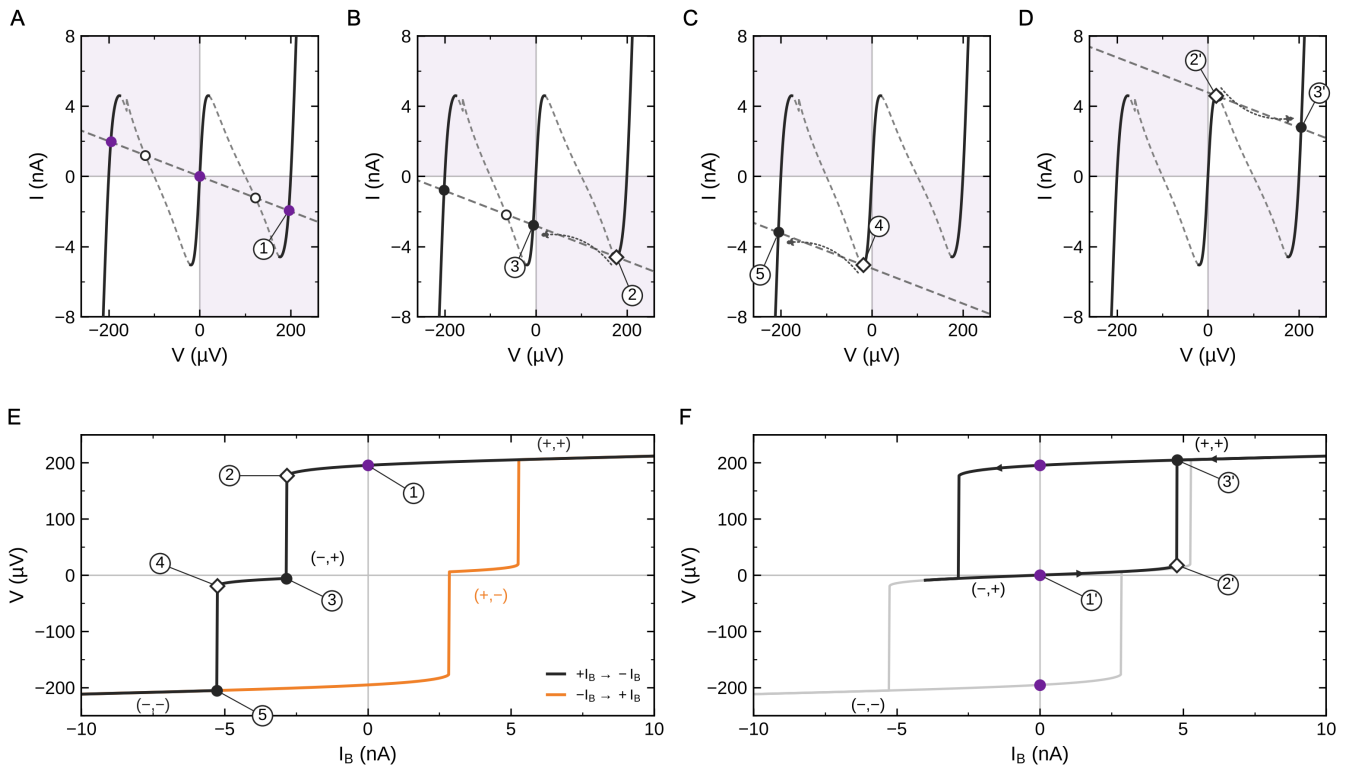

图 S8。**双结器件的负载线构造**。（A 至 D）下降电压扫描下的器件特性曲线，其中负载下的稳定分支（实线）和不稳定分支（虚线），以及 $R_{\mathrm{load}} = 100\ \mathrm{k\Omega}$ 的负载线（灰色虚线）。偏置分别为 $I_B = 0$（A）、$-I_{\mathrm{th},\,1}$（B）、$-I_{\mathrm{th},\,2}$（C），以及次回线重新接入主回线时的偏置（D）。阴影表示发电（$IV < 0$）。实心圆和空心圆分别表示稳定和不稳定交点，紫色圆表示 $I_B = 0$ 处的稳定态。空心菱形标记分支终点，虚线箭头表示跳跃。（E） I_B 的输出电压主回线，其中下降扫描（黑色）和上升扫描（橙色）对应的数字沿用（A）至（C）中的下降扫描编号。（F）次回线（黑色）：在不一致态内反转下降扫描得到，主回线以灰色表示。带撇数字标记返回扫描，该扫描也显示于（D）中。标签给出 V_L 和 V_R 的符号。计算采用 S2 节中的模型和参数，其中 $R_L/R_R = 1.1$。

此时 (+, +) 分支终止，只有 L 发生反转，使该器件对进入 (−, +)，此时输出几乎消失（B 面板，点2和3）。R 仅在 $I_B = -I_{\mathrm{th},\,2}$ 处发生反转，此时电流达到其自身峰值，而该器件对进入 (−, −)（C 面板，点4和5）。因此，输出分两步发生反转（E 面板）。上升扫描沿着经过 (+, −) 的镜像序列进行，所得回路再现了 B^* 正文图 5C 中测得的回路。

一旦器件对处于不一致态，反向扫描会使其回到 $I_B = 0$（图 F，点 1’），此时输出为零，且岛偏移了 $\pm V_S$，如正文图 4B 所测。继续增大 I_B，电流达到 L 的发电峰值，随后 L 反向，使器件对回到（+, +）（图 D 和 F，点 2’ 和 3’）。因此，该扫描描绘出一条嵌套于主回路中的次回线。由于两个不一致态下的输出都近乎为零，器件对中的电流接近 I_B，并且每个不一致态都会在发生反向的结的发电峰值处结束：（−, +）对应 L 的较低峰值，（+, −）对应 R 的较高峰值。因此，这两个状态在不同的阈值处离开（图 F）；它们之间的差异由结不对称性决定，并且在相同的结中消失。

远离 B^* 时，重新打开的临界电流会为每个结增加一个零电压稳定分支，只要电流低于其临界电流，该结就会保持在该分支上。在扫描过程中，极性反转的结随后可锁定在此分支上，从而增加诸如 (0, +) 和 (−, 0) 这样的状态；正文图 5C 展示了负载下观测到的这些状态。临界电流因而也包括磁场，决定了这些状态的范围以及离开这些状态所需达到的电流阈值。