arXiv:2603.29358v1 [cond-mat.mes-hall] 31 Mar 2026

趋近洁净一维极限的砷化铟纳米线中的热传导与能量弛豫

Subhomoy Haldar,[1, 2, *] Diego Subero,[3] Mukesh Kumar,[1] Bayan Karimi,[3, 4] Adam Burke,[1] Lars Samuelson,[1, 5] Jukka Pekola,[3] 和 Ville F. Maisi[1, †]

[1] *NanoLund and Solid State Physics, Lund University, Box 118, 22100 Lund, Sweden*
[2] *Department of Physics, Indian Institute of Technology Kanpur, Uttar Pradesh 208016, India*
[3] *Pico group, QTF Centre of Excellence, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, P.O. Box 13500, 00076 Aalto, Finland*
[4] *Pritzker School of Molecular Engineering, University of Chicago, Chicago IL 60637, USA*
[5] *Institute of Nanoscience and Applications, SUSTech, Shenzhen, China*(日期：2026年4月1日)

我们利用半导体–超导体混合结构，研究砷化铟半导体纳米线中的热传导与能量弛豫。我们使用原位生长的量子点温度计测量局部电子温度，同时在纳米线不同位置施加可控的焦耳热，以探测亚开尔文温度下的温度梯度。通过一维热输运模型，我们计算出电子–声子热流按 $Q_{\mathrm{e-ph}} \propto T^{2.6}$ 标度变化，这与洁净一维电子气耦合声子浴时预测的依赖关系 T^3 高度吻合。我们进一步估算出一个特征长度 $l_{\mathrm{eq}} = 370$ nm；超过这一长度尺度后，声子介导的热输运在纳米线中将超过热传导。我们的结果定量揭示了一维半导体中的能量弛豫机制，并为研究低维纳米结构中的热流提供了框架。

I. 引言

纳米尺度系统中的热传导和能量耗散在电子、热电及量子器件的性能中起着核心作用 [1–5]。在这些器件中，能量输运取决于电导率和热导率、声子辅助过程，以及向环境的能量耗散 [6]。当系统尺寸接近电子平均自由程和电子–声子散射长度时，能量输运取决于量子化能量模和介观效应 [7–9]。定量理解这些机制对于纳米尺度热电器件、低温电子学中的热耗散管理，以及抑制量子电路中的退相干至关重要 [2, 10–12]。尤其是，半导体纳米线（NWs）为探索这些长度尺度下的能量输运提供了平台。其一维几何结构、优异的晶体质量，以及通过静电栅极调控电子输运的能力，有助于独立控制电荷传导和热传导 [5, 9, 12]。在低维系统中，声子谱会发生改变，边界散射占据主导地位，冷却功率定律也可能显著偏离普通金属中的传统 T^5 关系 [13–15]。纳米尺度半导体和金属中的这些偏离，以及库仑效应导致的维德曼–弗兰兹定律失效 [9, 16]表明其热输运机制有所不同。近年来，低维半导体中的热传导和声子介导弛豫研究取得了快速进展以及范德华材料 [9, 15, 17]。对介观热流的控制促成了接近热力学效率极限运行的量子点（QD）热机的实现 [18]，，并推动了低温量热法、辐射热测量法和噪声测温技术的发展 [17, 19, 20]。然而，对半导体纳米线中热输运和电子–声子相互作用进行定量测量仍然困难。实验上的一项主要难题在于，如何向纳米尺度器件注入定义明确的热量，同时在热隔离条件下进行局域测温。

在本研究中，我们采用一种混合半导体–超导体架构来研究热传导和能量耗散过程。在该架构中，外延 InAs 纳米线中含有原位生长量子点，作为初级电子温度计。热导可忽略不计的超导接触端可提供局域焦耳热，同时维持电学控制。通过测量稳态加热条件下量子点的源极和漏极温度，我们绘制出沿纳米线的空间温度分布。随后，利用一种一维热输运模型分析所得数据，该模型同时纳入电子扩散和广义 $P \propto T^n$ 电子–声子冷却。由此，我们能够计算关键的材料和输运参数，包括电子–声子耦合强度、与维度相关的幂律指数以及特征热弛豫长度。

II. 实验细节

我们的混合器件由一根直径为 70 nm 的纤锌矿结构砷化铟半导体纳米线组成，该纳米线采用

* shaldar@iitk.ac.in
† ville.maisi@ftf.lth.se

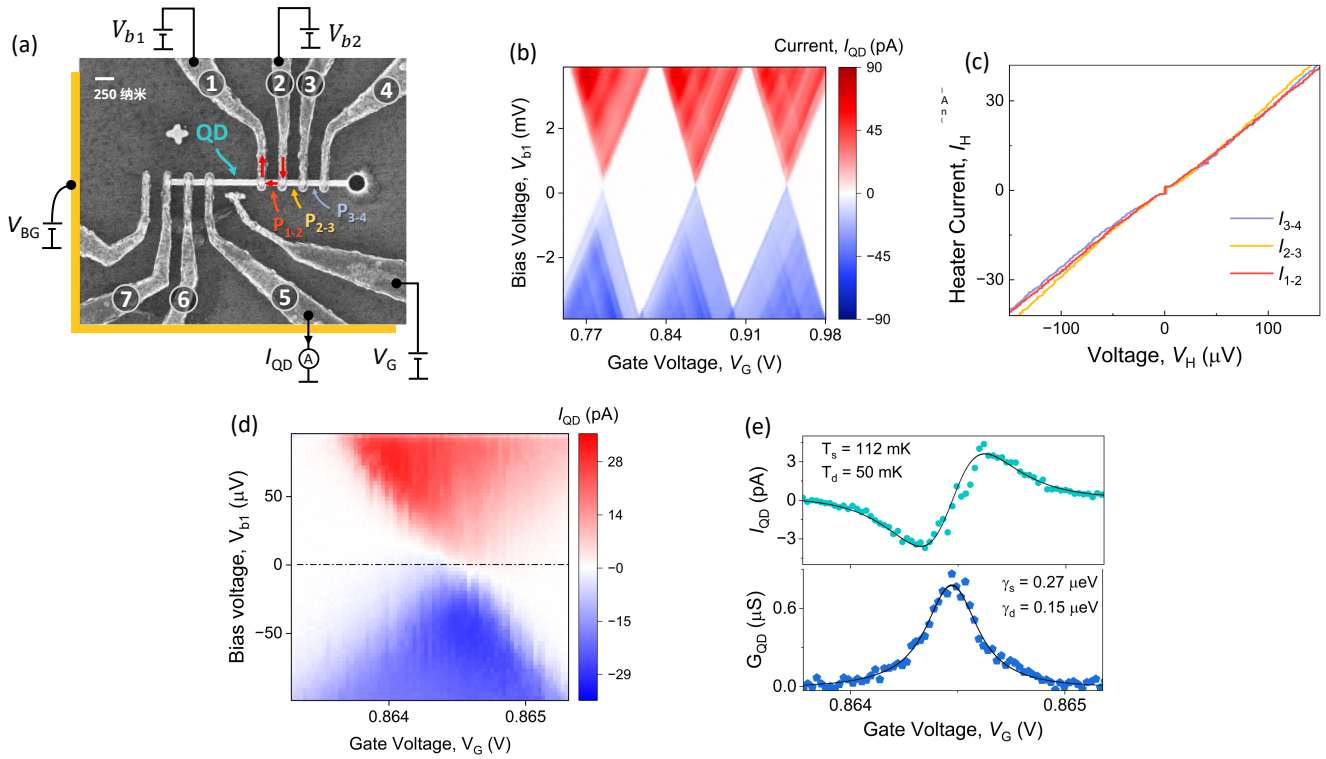


图 1. (a) 半导体-超导体混合器件的扫描电子显微图，显示了带有超导接触的纳米线量子点及测量装置。量子点位于距尖端 1.3 μ米处。接触端相距 250 纳米，因此可通过在不同接触端对之间通入电流进行局部焦耳热加热。(b) 测得的流经量子点的电流随偏置电压 V_{b1} 和侧栅电压 V_G的变化，显示出典型的库仑菱形；(c) 超导体-半导体-超导体接触的电流-偏置电压特性。(d) 库仑峰的放大图，测量时向 1-2 引线施加了 25 fW 的加热功率；(e) 电流和微分电导随栅极电压的变化，测量条件为 $V_{b1} = 0$. 实线为对方程（1）的拟合。

化学束外延方法 [21]生长。在纳米线生长过程中，生长了两段长度为 ~10 nm 的磷化铟势垒，以将电子限制在一段长度为 ~100 nm 的砷化铟区段内，从而形成量子点。量子点距尖端约 1.3 μm。如图 1(a) 所示，利用电子束光刻，随后热蒸发沉积 1 nm Ti/120 nm Al，在纳米线上制备了七个彼此间隔 ~250 nm 的电接触端。这些超导接触端用于加热纳米线的特定区段，并测量通过量子点的电子输运。由于在毫开尔文温度下超导体的热导极低，半导体中的电子处于热绝缘状态，因此热量只能在纳米线内部流动并耗散。值得注意的是，纳米线生长过程中使用金颗粒作为籽晶；它留在纳米线尖端，并与纳米线形成电接触。为消除金颗粒造成的任何多余热耗散，我们通过额外一轮电子束光刻和氩离子刻蚀将其去除；图 1(a) 中可见纳米线尖端处由此形成的暗点。器件制作在简并掺杂硅衬底上，衬底表面覆盖有一层 200 nm 厚的热生长 SiO_2。导电衬底充当全局背栅栅极（V_{BG}），有助于调节整条纳米线和量子点的电导率。此外，侧栅电压（V_G）可直接控制量子点的电化学势（ε_N）。在所述实验中，我们使用 $V_{BG} = 4.5$ V，并改变 V_G。测量在稀释制冷机中进行，电子温度为 $T_e \approx 40$ mK。

此前，类似的纳米线已用于热电器件和热输运测量，涵盖弹道区和扩散区 [5, 22, 23]。输运实验表明，这些纳米线的电子平均自由程为 l_f ~100 nm [5, 24]。

III. 结果与讨论

首先，在没有外部加热的情况下测量量子点的电子输运特性。将偏置电压 V_{b1} 施加到引线 1，并通过引线 5 测量由此产生的电流 I_{QD}，如图1(a) 所示。所有其他接触端均保持电气浮置，以避免产生寄生焦耳热。图 1(b) 展示了测得的电流随 V_{b1} 和侧栅极电压

age V_G变化的情况，显示出量子点特有的清晰库仑菱形。栅极电压可线性调节量子点的电化学势 $\varepsilon_N = \alpha_G V_G$，杠杆臂为 $\alpha_G = 49\ \mu$eV/mV。根据库仑峰的周期性，我们确定充电能为$E_c = 4$ meV。峰间距几乎均匀，表明轨道能级间距显著小于 E_c，这与我们实验中量子点的尺寸 $l_{\mathrm{QD}} \sim 100$ nm 相符。

图中展示了用作加热器的超导体-纳米线-超导体段的电流-电压特性。1(c)。所有段均表现出较弱的近邻诱导超导性，其临界电流为 $I_c \approx 1.2$ nA，随后在更高偏置下进入近似线性的电阻区。可重复且几乎相同的特性使这些接触端能够用作输入功率已知的局部焦耳加热器。

A. 量子点测温

为探测局部电子温度，我们将量子点用作一级温度计。当在选定的一对接触端之间施加加热电压V_H 时，根据热展宽库仑峰计算量子点源极和漏极势垒处的温升，T_s 和 T_d 分别表示相应温升。此前已有研究使用工作在热展宽区的量子点进行测温 [25, 26]。在我们的配置中，施加于量子点的偏置电压由 V_{b1}设定，而加热功率则由 $V_H = V_{\mathrm{b2}} - V_{\mathrm{b1}}$ [图 1(a)]决定。图 1(d) 展示了一个具有代表性的电荷稳定性图，该图是在引线 1 和 2 之间施加恒定的 25 fW 加热功率时获得的。对应的零偏置电流和电导如图 1(e) 所示。为提取T_s 和 T_d，我们使用单能级量子点的 Landauer–B $I_{\mathrm{QD}}(V_G)$ 和 $G_{\mathrm{QD}}(V_G)$ 进行拟合，采用 ¨Landauer–Büttiker 形式。

$$I_{\mathrm{QD}} = \frac{e}{h}\int \tau(E)\,[f_s(E) - f_d(E)]\,dE,$$
$$G_{\mathrm{QD}} = \frac{e^2}{h}\int \tau(E)\left[\frac{df_s}{dE} - \frac{df_d}{dE}\right]dE, \qquad (1)$$

其中，$\tau(E) = 2\Gamma\gamma/[\{E + \alpha_G e(V_G^0 - V_G)\}^2 + \gamma^2]$ 是依赖能量的透射函数，其中 $\gamma = (\gamma_s + \gamma_d)/2$、$\Gamma = \gamma_s\gamma_d/(\gamma_s + \gamma_d)$和 $f_{s(d)}$ 是温度为 $T_{s(d)}$时的费米函数。图 1(e) 中的黑色实线展示了使用公式 (1) 得到的代表性拟合结果。我们通过拟合以下数据来计算四个参数：温度 T_s 和 T_d，以及隧穿耦合 γ_s 和 γ_d：(i) 光电流极大值及其分布范围；(ii) 电导峰高和宽度。计算得到的参数值显示在插图中。需要指出的是，基温 $k_B T_e \sim 4\ \mu$下电子的能量为 eV，其数值比隧穿耦合 γ_s 和 γ_d 所设定的能量尺度高一个数量级（∼

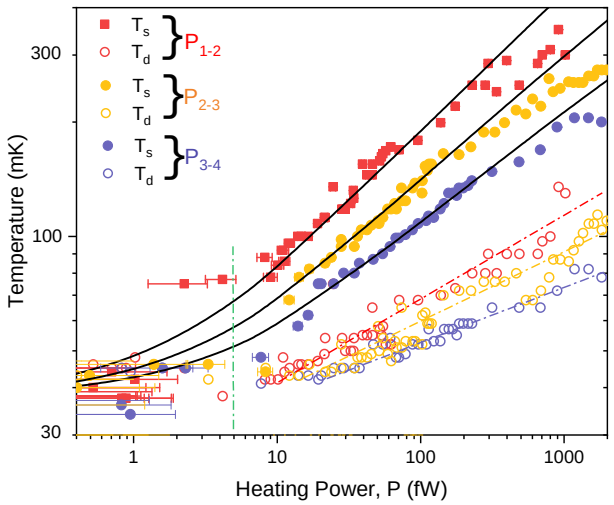


图2。测得的源极（T_s）和漏极（T_d）温度随施加到引线1–2、2–3和3–4之间纳米线段的加热功率变化的关系。源电极位于加热侧。实线表示使用公式（6）的一维热流模型拟合得到的结果，其中 $\Sigma = 2 \times 10^9$ W/m^{3}K$^{2.6}$。虚线曲线用作视觉引导。绿色虚线标示了 S–Sm–S 加热器从超电流状态向焦耳加热状态的转变。

0.3 μeV）。我们有意将器件调至，$_d \ll k_B T$所示的工作区间，确保库仑峰形状由热展宽主导，因此对温度敏感。

利用这种测温技术，我们测量了 T_s 和T_d 随施加到三个不同纳米线段上的加热功率变化的关系。结果总结于图2中。当加热器工作在超导状态时，未观察到可测量的温升，且 T_s 和 T_d 均保持在约38 mK的基温。切换至电阻区后，~ 10 fW的加热功率会产生可测量的温升。我们注意到，对于给定的输入功率，当热量注入位置最靠近量子点时，测得的 T_s 最高；随着加热位置移向更远处，该值逐渐降低。这表明，即使在稳态条件下，沿纳米线仍存在纵向温度梯度。在更高功率下，还观察到 T_d 小幅但可测量的增加，表明在测温过程中热量会通过量子点发生微弱漏热。下文将对这一效应进行定量分析。

B. 一维热输运模型

为了分析测得的温度分布，我们采用一维热流模型。对于直径为 ∼70 nm 的纳米线，电子模和声子模在横向上量子化；因此，一维热输运模型可视为良好的近似 [3, 24]。这里我们将纳米线离散为基本

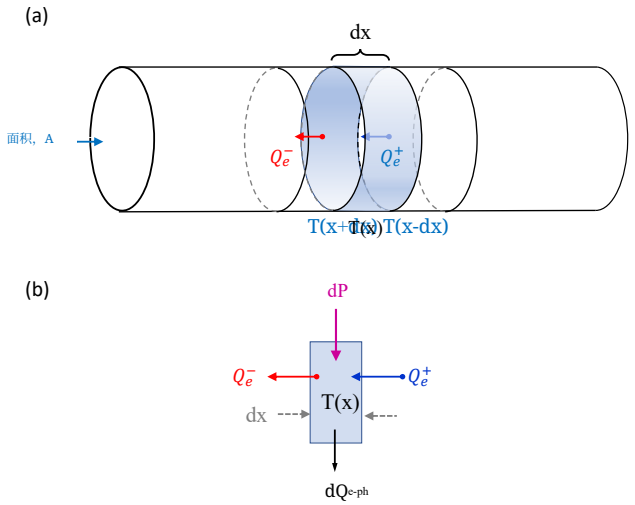


图 3. (a) 一维纳米线示意图，其横截面积为 A，由一个基本长度 dx 构成，位置 x 处的温度记为 $T(x)$。(b) 基本体积的热平衡，显示注入的加热功率等于电子-声子相互作用导致的热耗散与传导至相邻单元的热量之和。

长度dx，其中 $T(x)$ 表示位置x处的温度3，见图3。基本体积 dP 中的输入热量 $dv = A \cdot dx$ 所对应的热平衡方程可表示为：

$$dP = dQ_{\text{e-ph}} + dQ_c. \tag{2}$$

这里，$dQ_{\text{e-ph}}$ 是电子-声子相互作用导致的热耗散，而 dQ_c 是沿纳米线的热传导。方程（2）的第一项可写为：

$$dQ_{\text{e-ph}} = \Sigma\, dv \left[T(x)^n - T_p^n\right]. \tag{3}$$

其中 Σ 是电子-声子耦合常数，T_p 是声子温度。

另一方面，流经一个微元的净热流为 $dQ_c = (Q_e^- - Q_e^+)$，其中 Q_e^+和Q_e^-分别表示进入和离开该微元的热量，如图 3(a) 和 (b) 所示。假设电热传导遵循维德曼–弗兰兹定律，则有：

$$Q_e^{\pm} = \pm\frac{L\sigma}{2}\left[\frac{T(x \pm dx)^2 - T(x)^2}{dx}\right] A. \tag{4}$$

这里，热导率为 $\kappa_e(x) = L\sigma T(x)$，其中 σ 为电导率，$L = \xi L_0$ 为洛伦兹数，$L_0 = 2.44 \times 10^{-8}\ \text{W}\Omega/\text{K}^2$，而 ξ 是我们的一维扩散热输运模型中的有效洛伦兹因子重整化；对于维德曼-弗兰兹定律，其值为 $\xi = 1$。

对式（4）中的每一项在 x 附近进行泰勒展开并忽略高阶项，可得

$$dQ_c = -\left[\left\{\frac{dT(x)}{dx}\right\}^2 dx^2 + T(x)\frac{d^2T(x)}{dx^2}dx^2\right]\frac{L\sigma A}{dx}. \tag{5}$$

最后，利用方程 (2)、(3) 和 (5)，可以写出热平衡方程：

$$\frac{p}{L\sigma} = -\left[\left\{\frac{dT(x)}{dx}\right\}^2 + T(x)\frac{d^2T(x)}{dx^2}\right] + \frac{\Sigma}{L\sigma}\left[T(x)^n - T_p^n\right]. \tag{6}$$

这里，$p = dP/dv$ 是输入热功率密度。

C. 纳米线的热学性质

我们使用方程 ($T_s(P)$ 拟合图 2 中的测量结果，拟合参数为Σ、n和洛伦兹因子 ξ 。这里使用纳米线（NW）的电导率，σ=1.85 × $10^4\ \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$，该值由图 1(c) 的线性响应区间计算得出。图 2 中的黑色曲线展示了自洽拟合结果，其中 $n = 2.6 \pm 0.2$、
Σ = 2 ± 0.2 × 10^9 3 60 () $\text{W/mK}^{2.6}$ 和 $\xi = 0.4 \pm 0.1$。洛伦兹因子降低 %，表明其相较于维德曼–弗兰兹定律偏离了一倍。引线对纳米线产生邻近效应并诱导部分超导性，很可能是热导降低的原因 [27]。

n的数值为理解潜在的电子–声子耦合机制提供了线索。在洁净的低维导体中，热流遵循 $Q_{\text{e-ph}} \propto$ T^{d+2} d ，其中有效维数为 [28]。对于一维纳米线（$d = 1$），洁净极限下的预测为 $Q_{\text{e-ph}} \propto T^3$，接近我们实验获得的指数（$n = 2.6$）。相比之下，在无序主导的区域，$ql_{ph} \ll 1$，理论预测为 $n \approx 4$ [29–31], ，其中 $q \sim k_BT/\hbar c_s$ 为声子波矢，l_{ph} 为声子平均自由程。对于InAs纳米线，取 $c_s \approx 4200\text{m/s}$ [7]和 $l_{ph} \approx 250\text{nm}$ [32, 33] ，我们估算在 $T = 100$ mK时$ql_{ph} \approx 1.5$ 。这表明我们的器件处于无序主导输运区域之外，并支持洁净的一维电子–声子耦合；这与判据 $ql_{ph} \geq 1$ [29–31]一致。此外，指数相较于理想的 T^3依赖关系略有降低，可能源于表面或界面散射；已知这种散射会将温度标度关系重整化至较低值 [31, 34]。

接下来，为了了解电子热传导和电子-声子能量弛豫的相对影响，我们估算相应的热导，G_c^t 和$G_{\text{e-ph}}^t$。利用维德曼-弗兰兹关系，我们计算出热导率，
$\kappa_e = \xi L_0 \sigma T$ = 1.8 ×

10^{-5} W m^{-1} K^{-1}，温度为 $T = 100$ mK；对于长度为 $l = 250$ nm 的代表性区段，电子热导为 $G_c^t = \kappa_e A/l = 2.8 \times 10^{-13}$ W K^{-1}。相比之下，同一区段中电子-声子耦合导致的热导在 100 mK 时为 $G_{\mathrm{e-ph}}^t = n\Sigma V T^{n-1}$ =1.3×10^{-13} W K^{-1}。估算得到的 G_c^t 在这一长度尺度上比 $G_{\mathrm{e-ph}}^t$ 高出两倍以上，这意味着热量沿电子通道移除的效率高于传递至声子浴的效率。

上述估算还使我们能够计算电子热传导与电子-声子能量弛豫对热输运贡献相等时的特征长度尺度。电子热导按 $G_c \propto l^{-1}$缩放，而电子-声子热导按 $G_{\text{e-ph}} \propto l$缩放，令二者相等可得

$$\ell_{\mathrm{eq}} = \sqrt{\frac{\xi\sigma L_0}{n\Sigma T^{n-2}}}, \tag{7}$$

对于我们的纳米线，在 100 mK 时该长度为 $\ell_{\mathrm{eq}} \approx 370$ nm。此长度决定了两种热导相互竞争的尺度。对于短于 ℓ_{eq}的线段，电子热传导占主导；而对于更长的线段，电子-声子弛豫则决定热响应。我们的纳米线长度大于 ℓ_{eq}，这解释了实验中观察到的空间温度变化。

D. 量子点温度计

接下来，我们考虑量子点温度计，并估算温度测量期间通过量子点的漏热 P_L。这里，我们使用公式（6）确定 P_L 的取值，以重现图 T_d 所示的实测漏极侧温度2。我们采用为源极侧确定的相同参数值 Σ、 n和 ξ 。图4展示了计算得到的 P_L随输入热量的变化。图2（a）中的黑线显示了 $P_L = k\ P$随 $k = 0.009$的变化。这证实量子点温度计产生的寄生热流低于 1%，表明它可作为一种对局域电子温度测量干扰极小的探针。

利用测得的跨越 100 nm 长量子点的源极和漏极温度以及估算的漏热P_L，我们计算了量子点热导。对于$T_s = 200$ mK、 $T_d = 50$ mK 和 $P_L = 1$ fW，我们得到$G_{\mathrm{QD}}^t = P_L/(T_s - T_d) \approx 7 \times 10^{-15}$ W K^{-1}。相应的热导率为 $\kappa_{\mathrm{QD}} = G_{\mathrm{QD}} l_{\mathrm{QD}}/A \approx 2 \times 10^{-7}$ W m^{-1} K^{-1}。

在相同条件下，根据库仑峰计算得到的电导为 $\sigma_{\mathrm{QD}} \approx 0.5\ \mu$S，由此可得量子点的有效洛伦兹数， $L = 2G_{\mathrm{QD}}/\sigma_{\mathrm{QD}}(T_s + T_d) \approx 1.1 \times 10^{-7}$ W ΩK^{-2}，约为维德曼–弗兰兹值的四倍。我们注意到，在所考虑的平均温度

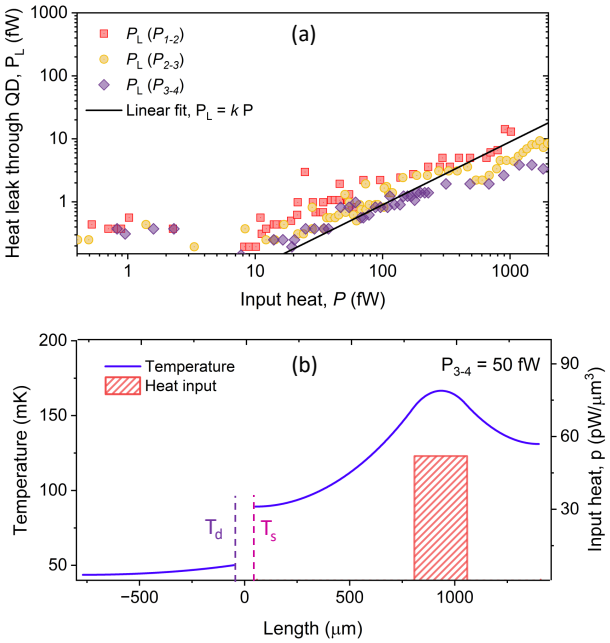


图 4. (a) 流经量子点的热量随输入纳米线的热量变化关系，根据测得的漏极温度 T_d计算得出。(b) 施加 $P_H = 50$ fW 加热功率时，沿纳米线全长计算得到的温度分布。红色条表示通过引线 3 和 4 注入纳米线的加热功率密度 p 。

为 $T \approx 125$ mK 时，单个弹道通道的热电导量子为 $G_q = \pi^2 k_B^2 T/3h = 1.2 \times 10^{-13}$ W K^{-1}。因此，我们测得的 G_{QD}约为这一弹道极限的 6 %。这一显著降低与库仑阻塞区中的隧穿限制输运相一致。电导受到抑制以及观测到的洛伦兹数增大表明，量子点充当了能量过滤器，有选择性地允许高能载流子参与热输运 [35]。

E. 纳米线温度分布

结合所有提取的参数，我们计算了在接触端 3 和 4 [图4(b)]之间施加 50 fW 代表性加热功率时，纳米线沿线的完整稳态温度分布。计算结果凸显了电子热输运的长程特性，以及热弛豫长度 l_{eq} 在决定温度梯度方面的核心作用。

IV. 结论

总之，我们的测量建立了对清洁一维极限下砷化铟纳米线中热流的定量描述。计算得到的电子—

声子指数 $n = 2.6 \pm 0.2$ 表明，在清洁的一维耦合下会发生能量弛豫。电子热传导与声子冷却的比较显示，在 100 mK 时，特征平衡长度为 $\ell_{\mathrm{eq}} \approx 370$ nm；超过这一长度尺度后，声子介导的热输运便占据主导。测量量子点两侧的温度，还使我们得以确定：流经量子点温度计的热量不到 1%，且该温度计的热导仅为热导量子 G_q的 $\sim 6\%$。这种高度热隔离确保量子点能够以极低扰动进行局域测温。这些结果为基于纳米线的量子器件热管理提供了定量设计准则，并表明砷化铟纳米线量子点可用作灵敏的适用于混合量子器件的低损耗热链路。

致谢

我们感谢 Claes Thelander、Peter Samuelsson、Martin Leijnse 和 Simon Wozny 的宝贵讨论，并感谢 Knut and Alice Wallenberg Foundation 通过 Wallenberg Center for Quantum Technology (WACQT) 提供的资助，以及欧盟（欧洲研究理事会，QPHOTON，101087343）、NanoLund 和瑞典研究理事会（Dnr 2019-04111）的资助。文中表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟或欧洲研究理事会执行局的观点。欧盟和资助机构均不对此承担责任。

[1]N. Mosso, U. Drechsler, F. Menges, P. Nirmalraj, S. Karg, H. Riel, and B. Gotsmann，原子接触中的热输运，《自然·纳米技术》12，430 (2017). [2] J. P. Pekola，迈向电子电路中的量子热力学，《自然物理》11，118 (2015). [3] I.-J. Chen, A. Burke, A. Svilans, H. Linke, and C. Thelander，一维纳米线的热电功率因子极限，《物理评论快报》120，177703 (2018). [4] X.-L. Shi, J. Zou, and Z.-G. Chen，先进热电设计：从材料和结构到器件，《化学评论》120，7399 (2020). [5] M. Kumar, A. Nowzari, A. R. Persson, S. Jeppesen, A. Wacker, G. Bastard, R. L. Wallenberg, F. Capasso, V. F. Maisi, and L. Samuelson，弹道极限下的热载流子纳米线晶体管，《纳米快报》24，7948 (2024). [6] F. Giazotto, T. T. Heikkila, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola，介观物理在测温与制冷中的机遇：物理原理与应用，《现代物理评论》78，217 (2006). [7] S. Battisti, G. De Simoni, A. Braggio, A. Paghi, L. Sorba, and F. Giazotto，绝缘体上砷化铟中极弱的亚开尔文电子-声子耦合，《应用物理学快报》125，202601 (2024). [8] G. Chen，微观和纳米尺度上的非傅里叶声子热传导，《自然综述：物理》3，555 (2021). [9] D. Majidi, M. Josefsson, M. Kumar, M. Leijnse, L. Samuelson, H. Courtois, C. B. Winkelmann, and V. F. Maisi，量子限域使电子热流低于维德曼–弗兰兹定律，《纳米快报》22，630 2022( ). [10] D. L. Mickelsen, H. M. Carruzzo, S. N. Coppersmith, and C. C. Yu，温度涨落对量子点量子比特电荷噪声的影响，《物理评论B辑》108，075303 (2023). [11] B. Undseth, O. Pietx-Casas, E. Raymenants, M. Mehmandoost, M. T. Madzik, S. G. J. Philips, S. L. de Snoo, D. J. Michalak, S. V. Amitonov, L. Try- puten, B. P. Wuetz, V. Fezzi, D. D. Esposti, A. Sammak, G. Scappucci, 和 L. M. K. Vandersypen，《越热越容易：自旋量子比特频率意外的温度依赖性》，《物理评论X辑》13, 041015 (2023)。[12] D. Prete, P. A. Erdman, V. Demontis, V. Zannier, D. Er- colani, L. Sorba, F. Beltram, F. Rossella, F. Taddei, 和 S. Roddaro，《砷化铟/磷化铟纳米线量子点中的热电转换》，《纳米快报》19, 3033 (2019)。[13] A. Hofmann, C. Karlewski, A. Heimes, C. Reichl, W. Wegscheider, G. Sch¨on, K. Ensslin, T. Ihn, 和 V. F. Maisi，《GaAs/AlGaAs 双量子点中的声子谱密度》，《物理评论研究》2, 033230 (2020)。[14] J. Matthews, E. A. Hoffmann, C. Weber, A. Wacker, 和 H. Linke，《砷化铟/磷化铟异质结构纳米线中的热流》，《物理评论B辑》86, 174302 (2012)。[15] R. Wang, Y. Xiong, J. Sun, Y. Zhou, G. Song, G. Chen, 和 X. Liu，《表面电子–声子耦合显著抑制砷化铟纳米线的晶格热导率》，《应用物理学快报》127, 022202 (2025)。[16] B. Kubala, J. K¨onig, 和 J. Pekola，《单电子晶体管中维德曼-弗兰兹定律的违背》，《物理评论快报》100, 066801 (2008)。[17] B. Karimi, H. He, Y.-C. Chang, L. Wang, J. P. Pekola, R. Yakimova, N. Shetty, J. T. Peltonen, S. Lara- Avila, 和 S. Kubatkin，《通过量子输运测温测量外延石墨烯在毫开尔文温度下的电子-声子耦合》，《应用物理学快报》118, 103102 (2021)。[18] M. Josefsson, A. Svilans, A. M. Burke, E. A. Hoffmann, S. Fahlvik, C. Thelander, M. Leijnse, 和 H. Linke，《接近热力学效率极限运行的量子点热机》，《自然·纳米技术》13, 920 (2018)。[19] J. Chawner, S. Barraud, M. Gonzalez-Zalba, S. Holt, E. Laird, Y. A. Pashkin, 和 J. Prance，《量子点温度计的非电流校准与运行》，《物理评论应用》15, 034044 (2021)。[20] J. van der Heijden，《电子测温》，arXiv 预印本 arXiv:2403.16305 (2024)。[21] C. Fasth, A. Fuhrer, L. Samuelson, V. N. Golovach, 和 D. Loss，《双电子砷化铟纳米线量子点中的自旋–轨道相互作用直接测量

, 《物理评论快报》98, 266801 (2007)。[22] A. Svilans, M. Josefsson, A. M. Burke, S. Fahlvik, C. Thelander, H. Linke, 和 M. Leijnse, 《纳米线量子点中近藤共振的热电表征》, 《物理评论快报》121, 206801 (2018)。[23] P. M. Wu, J. Gooth, X. Zianni, S. F. Svensson, J. G. Gluschke, K. A. Dick, C. Thelander, K. Nielsch, 和 H. Linke, 《砷化铟纳米线中观测到的热电功率因子大幅提升》, 《纳米快报》13, 4080 (2013)。[24] A. E. Hansen, M. T. Bj¨ork, C. Fasth, C. Thelander, 和 L. Samuelson, 《通过可调弱反局域化研究砷化铟纳米线中的自旋弛豫》, 《物理评论B辑》71, 205328 (2005)。[25] E. A. Hoffmann 和 H. Linke, 《利用量子点进行纳米尺度测温》, 《低温物理学杂志》154, 161 (2009)。[26] I. Ahmed, A. Chatterjee, S. Barraud, J. J. Morton, J. A. Haigh, 和 M. F. Gonzalez-Zalba, 《利用电子循环隧穿至量子点对单个储库进行一级测温》, 《通讯物理》1, 66 (2018)。[27] J. T. Peltonen, P. Virtanen, M. Meschke, J. V. Koski, T. T. Heikkil¨a, 和 J. P. Pekola, 《超导体中的逆邻近效应热导》, 《物理评论快报》105, 097004 (2010)。[28] N. A. Stepanov 和 M. A. Skvortsov, 《颗粒薄膜模型中的电子-声子弛豫》, 《物理评论B辑》108, 205415 (2023)。

[29] B. L. Altshuler 和 A. G. Aronov，无序导体中的电子–电子相互作用，载于 *Modern Problems in condensed matter sciences* 10 1985，第卷（爱思唯尔，）第 1–153 页。[30] J. Rammer 和 A. Schmid，无序导体中电子-声子相互作用导致的相干性破坏, 《物理评论B辑》34，1352（1986）。[31] A. Sergeev 和 V. Mitin，无序导体中的电子-声子相互作用：静态与振动散射势, 《物理评论B辑》61，6041（2000）。[32] S. Dorsch、S. Fahlvik 和 A. Burke，静电定义的底部加热 InAs 纳米线量子点系统的表征，《新物理学杂志》23，125007（2021）。[33] M. Y. Swinkels、M. R. van Delft、D. S. Oliveira、A. Cavalli、I. Zardo、R. W. van der Heijden 和 E. P. A. M. Bakkers，砷化铟纳米线热导率的直径依赖性，《纳米技术》26，385401（2015）。[34] R. Ceder、O. Agam 和 Z. Ovadyahu，扩散型二维金属的非欧姆性与能量弛豫，《物理评论B辑》72，245104（2005）。[35] B. Dutta、J. T. Peltonen、D. S. Antonenko、M. Meschke、M. A. Skvortsov、B. Kubala、J. K¨onig、C. B. Winkel- mann、H. Courtois 和 J. P. Pekola，单电子晶体管的热导，《物理评论快报》119，077701（2017）。