

多体系统中的辐射热整流

Ivan Latella,^{1,*} Philippe Ben-Abdallah,^{2,†} 和 Moladad Nikbakht^{3,‡}

¹ 巴塞罗那大学 Física 物质凝聚系, Martí i Franqueres 1, 08028 西班牙巴塞罗那 法国巴黎萨克雷大学光学研究所查尔斯·法布里实验室, UMR 8501;

2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

³ 赞詹大学物理系, 伊朗赞詹 45371-38791



(收稿2021年5月14日;2021年6月29日接收;2021年7月12日发布)

由于材料光学特性对温度的依赖, 基于二元结构的辐射热二极管纠正了热流。然而, 通过这些系统的热输运不对称性仍然很弱, 材料性质不会随温度发生显著变化。在这里, 我们探讨了三元辐射系统中的热输运, 并证明了由于多体相互作用, 在光学性质不依赖于温度的情况下, 热导率可能出现强烈的不对称性。对由极性电介质和金属层组成的三体系统的输运分析表明, 在温差约为200 K的近场状态下, 可以实现超过50%的整流系数。这项工作为紧凑型器件在宽温度范围内校正近场辐射热流铺平了道路, 并可能在纳米级热管理领域具有重要应用。

DOI: [10.1103 / PhysRevB.104.045410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.045410)

I. 介绍

近年来, 两个物体之间的近场辐射传热[1-5]引起了相当大的兴趣。理论发展[6-14]和实验测量[15-29]已经证实了在亚波长分离距离上固体之间的近场热交换所起的巨大作用, 并强调了这种转移在广泛应用中的强大潜力, 如能量收集[30-33]、热辅助数据记录[34,35]、近场红外光谱[36,37]和热交换的主动控制[38-40]。最近, 一组相互作用的物体中的近场辐射换热也被研究, 例如, 考虑纳米颗粒的分布[41-51]和具有平面几何结构的结构[52-63]。这些工作揭示了归因于多体相互作用的特定效应的存在, 并以类似于固体中电流控制的方式, 为在纳米尺度上被动和主动管理热流提供了新的自由度。迄今为止, 已经提出了许多电子构建模块的热类似物, 以使用多体系统来切换[64,65], 聚焦[66], 放大[67-69], 甚至分裂[70-72]热流。这些系统也被建议用于存储热信息[73-75], 并使用热进行基本的逻辑运算[76,77]。

电子学中的基本构件之一是二极管, 这是一种具有高度不对称电导的双端组件, 本质上是在一个方向上传导电流。这些器件的热类似物已被提出用于校正由真空间隙分隔的两个固体之间的

热流[78]。这种热整流利用了相互作用中材料光学性质的热依赖性[79-82], 当两种固体之间的温度梯度符号发生变化时, 自然会打破热传递中的对称性。此外, 在由经历相变的材料制成的系统中, 如金属-绝缘体过渡材料[83-96]和普通金属-超导体过渡材料[97-99], 热输运中存在很大的不对称性。然而, 这种强整流只发生在接近这些材料的临界温度的地方。在目前的工作中, 我们证明了多体系统可以用于在很宽的温度范围内纠正热通量。为了证明这一事实, 这里我们考虑一个由真空分隔的三个体组成的简单系统, 即使忽略材料性质的温度依赖性, 也可以实现整流。我们证明了热导的不对称性是系统中多体相互作用的直接结果, 并且我们用具体的例子说明了这种整流器的效率。

本文的组织如下。在**第3节中对整流机制进行了现象学描述之后**, 我们在第3节中使用波动动力学的严格框架描述了这种效应。**第4节**分析了通过结合极性材料和金属实现不对称的系统的具体配置结果。最后, 第5节将提出摘要和结束语。

II. 多体热整流: 现象学方法

所提出的整流机制利用了被动中间体和两个外部终端之间的不对称辐射相互作用来确定方向

*ilatella@ub.edu

†pba@institutoptique.fr
‡mnik@znu.ac.ir

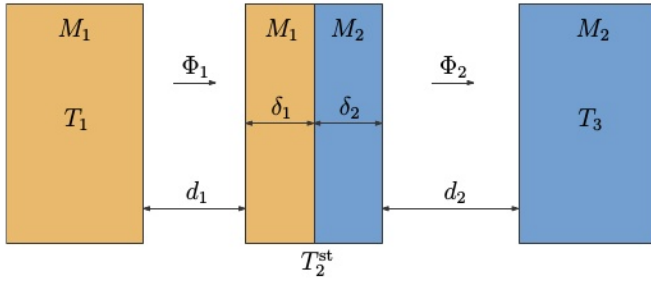


图1所示。三体无源热整流器示意图。温度为 T_1 和 T_3 的器件终端(体1和体3分别为左和右)在固定温度 T_2^{st} 下通过中间无源元件(体2, 中间)相互作用。为了在系统中引入不对称性, 考虑了两种不同的材料, 分别表示为 M_1 和 M_2 。量 Φ_1 和 Φ_2 表示厚度为 d_1 和 d_2 的两个真空腔中的辐射能量通量。

热流密度。如图1所示, 该装置由三个体组成, 其中假定体1和体3分别为固定温度 T_1 和 T_3 下的半无限平板, 构成外部端子。体1和体3由不同的材料构成, 分别记为 M_1 和 M_2 。为了最大化中间体与左右储层之间的辐射耦合, 对于该体(表示为体2), 我们考虑温度为 T_2 的双层结构 M_1 - M_2 , 厚度为 $\delta = \delta_1 + \delta_2$, 其中 δ_1 和 δ_2 是构成层的厚度。体2与体1之间的距离为 d_1 , 与体3之间的距离为 d_2 。而且, 这里将物体2的温度取为静止温度 $T_2 = T_2^{\text{st}}$, 在此温度下, 该物体上的净通量消失, 因此中间物体被动地与两个外部终端相互作用。

图1中的量 $\Phi_1(T_1, T_2, T_3)$ 和 $\Phi_2(T_1, T_2, T_3)$ 表示两个真空腔隙中的能量通量, 它们被计算为垂直于物体表面方向的平均坡因亭矢量(见第III节), 然后通过要求两个空腔中的热流密度相同来获得固定温度 $T_2 = T_2^{\text{st}}$,

$$\Phi(T_1, T_2^{\text{st}}, T_3) \equiv \Phi_1(T_1, T_2^{\text{st}}, T_3) = \Phi_2(T_1, T_2^{\text{st}}, T_3). \quad (1)$$

在这些条件下, 取 $T_1 = T_h$ 和 $T_3 = T_c$, 取 $T_h > T_c$, 则正向通量 J_f 可定义为温度 $T_3 = T_c$ 时终端接收的能量通量

$$J_f = \Phi(T_h, T_f, T_c), \quad (2)$$

式中, $T_f \equiv T_2^{\text{st}}$ 为物体2在正向场景下的稳态温度。反向场景对应于终端温度交换的情况, 取 $T_1 = T_c$, $T_3 = T_h$ 。通过交换正向通量中温度 T_1 和 T_3 的值, 加上一个全局的符号变化, 就可以得到反向通量 J_b , 所以我们可以写

$$J_b = -\Phi(T_c, T_b, T_h), \quad (3)$$

其中 $T_b \equiv T_2^{\text{st}}$ 为物体2在后退情况下的静止温度。进一步, 考虑系统对热流方向依赖性的整流

系数定义为

$$\eta = \frac{|J_f - J_b|}{\max(|J_f|, |J_b|)}. \quad (4)$$

如果系统是完全对称的, 材料 $M_1 = M_2$, 分离 $d_1 = d_2$, 当忽略材料性质的温度依赖性时, 整流系数消失。相比之下, 我们在下面展示了与多体相互作用相结合的不对称可以实现不消失的整流系数, 而不需要材料性质的任何温度依赖性。

值得注意的是, 一般来说, 当热对称性被打破时, 向前和向后情景中的固定温度 T_f 和 T_b 并不重合。我们还指出, 当忽略材料性质的温度依赖性时, 一个微不足道的光学不对称性不足以诱导整流。为了用例子强调这一事实, 让我们考虑一个三体系统, 其热通量遵循如下形式的幂定律

$$\Phi_1 = \xi_1(T_1^\alpha - T_2^\alpha), \quad \Phi_2 = \xi_2(T_2^\alpha - T_3^\alpha). \quad (5)$$

例如, 如果 $\alpha = 4$, 我们有 $\xi_i = \sigma_i$ 的黑体辐射, 其中 ξ_1 和 ξ_2 是表征中间体两侧传热不对称的发射率, σ 为斯特凡-玻尔兹曼常数。如果 $\alpha = 2$, 我们有一个理论极限的传热在两个介质之间的近场状态[3,5]与 $\xi_i = k_b^2 \kappa_i^2 / 24 \hbar$, 其中 κ_1 和 κ_2 是一些截止波矢量表征这种情况下的不对称性, k_b 和 \hbar 分别是玻尔兹曼常数和约化普朗克常数。定态温度 $T_2 = T_2^{\text{st}}$ 由条件 $\Phi_1 = \Phi_2$ 定义, 因此

$$(T_2^{\text{st}})^\alpha = \frac{\xi_1 T_1^\alpha + \xi_2 T_3^\alpha}{\xi_1 + \xi_2}. \quad (6)$$

在这些条件下, 系统中的通量可以显式地写成仅 T_1 和 T_3 , 的函数

$$\Phi(T_1, T_3) = \frac{\xi_1 \xi_2}{\xi_1 + \xi_2} (T_1^\alpha - T_3^\alpha). \quad (7)$$

因此, 在这种情况下, 正向通量 $J_f = \Phi(T_h, T_c)$ 与反向通量 $J_b = -\Phi(T_c, T_h)$ 重合, 导致整流系数消失。注意, 在交换 $T_1 \leftrightarrow T_3$ 下, 固定温度(6)不是不变的, 因此, 即使没有整流, 一般情况下, 该温度在正向和向后情况下是不同的。还请注意, 如果 ξ_i 's以某种方式依赖于分离距离, 例如, 通过截止波矢量[100], 则同样的结果也适用。这些论证表明, 微小的光学不对称不足以诱导整流。为了观察整流, 不对称必须引入一些有效的温度依赖于系统的输运性质。

III. 严谨的整改机制描述

宏观物体间的辐射热交换可以用类朗道尔形式严密地描述。在这种情况下, 空腔 $\gamma = 1, 2$ 中的能量通量 γ 为

如图1所示, 可以写成[53,54]

$$\Phi_\gamma = \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \hbar\omega \sum_p \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} k (n_{12} \hat{\tau}_\gamma^1 + n_{23} \hat{\tau}_\gamma^2), \quad (8)$$

式中, ω, k 和 $p = \text{TM, TE}$ 分别为电磁辐射的频率、平行于表面的

波矢量和极化, $n_{ij} = n_{i \leftarrow j}$ 表示与体 j 相关的温度 T_j 下的热分布函数 $n_j = 1/(e^{\hbar\omega/k_B T_j} - 1)$ 的差值。式(8)中, $T_{\gamma j}$ 为朗道尔系数, 定义了与模式 (ω, k, p) 相关的通过系统的能量传输。对于平面几何, 这些系数由[58]给出。

$$\begin{aligned} \hat{\tau}_2^1 &= \frac{\Pi^{\text{pw}} |\tau_2|^2 (1 - |\rho_1|^2)(1 - |\rho_3|^2)}{|1 - \rho_1 \rho_2^- e^{i2k_z d_1}|^2 |1 - \rho_{12} \rho_3 e^{i2k_z d_2}|^2} + \frac{\Pi^{\text{ew}} 4 |\tau_2|^2 \text{Im}(\rho_1) \text{Im}(\rho_3) e^{-2\text{Im}(k_z)(d_1 + d_2)}}{|1 - \rho_1 \rho_2^- e^{i2k_z d_1}|^2 |1 - \rho_{12} \rho_3 e^{i2k_z d_2}|^2}, \\ \hat{\tau}_1^1 &= \frac{\Pi^{\text{pw}} (1 - |\rho_1|^2)(1 - |\rho_{23}|^2)}{|1 - \rho_1 \rho_{23} e^{i2k_z d_1}|^2} + \frac{\Pi^{\text{ew}} 4 \text{Im}(\rho_1) \text{Im}(\rho_{23}) e^{-2\text{Im}(k_z) d_1}}{|1 - \rho_1 \rho_{23} e^{i2k_z d_1}|^2}, \\ \hat{\tau}_2^2 &= \frac{\Pi^{\text{pw}} (1 - |\rho_{12}|^2)(1 - |\rho_3|^2)}{|1 - \rho_{12} \rho_3 e^{i2k_z d_2}|^2} + \frac{\Pi^{\text{ew}} 4 \text{Im}(\rho_{12}) \text{Im}(\rho_3) e^{-2\text{Im}(k_z) d_2}}{|1 - \rho_{12} \rho_3 e^{i2k_z d_2}|^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $k_z = (\omega/c) \sqrt{1 - k^2}$ 是真空中波矢量的法向分量, $\text{pw} = \theta(\omega - ck)$ 和 $\text{ew} = \theta(ck - \omega)$ 分别是传播和消失的波投影, 其中 c 为光速, $\theta(x)$ 为Heaviside阶跃函数。剩余的系数为 $T_{\gamma j}^{\pm} = T_{\gamma j}^{\pm 1}$, 这个等式对于互向介质是有效的。在方程式(9)我们分别介绍了物体1、2和3的光学反射系数 ρ_1 、 $\rho_{2+/-}$ 和 ρ_3 , 物体2的光学透射系数 τ_2 , 以及由

$$\rho_{12} = \rho_2^+ + \frac{(\tau_2)^2 \rho_1 e^{i2k_z d_1}}{1 - \rho_1 \rho_2^- e^{i2k_z d_1}} \quad (10)$$

和

$$\rho_{23} = \rho_2^- + \frac{(\tau_2)^2 \rho_3 e^{i2k_z d_2}}{1 - \rho_2^+ \rho_3 e^{i2k_z d_2}}, \quad (11)$$

其中上标+表示物体2向右反射, 上标-表示物体2向左反射(所有这些系数都取决于 ω, k 和 p)。系数 $\rho_{2+/-}$ 中对反射方向的依赖说明了中间物体是双层的事实, 而通过该物体的传输并不取决于传输场的方向。单体反射和透射系数在附录中给出。由Eq.(8)可知, 系数 $T_{\gamma j}$ quantify表示在腔 γ 中参与热交换的模式透射幅度, 而 $T_{\gamma j}'$ 表示在腔 j 中参与热交换的模式从腔 j 到腔 γ 的透射量, 其中, γ 表示参与热交换的模式从腔 j 到腔 γ 的透射量。

用方程式(1)和(2)表示正向通量, 使 $J_f = 2 \cdot 1 [1(\text{Th}, T_f, T_c) + 2(\text{Th}, T_f, T_c)]$, 并考虑Eq(8), 该通量可表示为

$$J_f = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \hbar\omega \sum_p \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} k \times (n_h \hat{\tau}_1^1 - n_c \hat{\tau}_2^2 - n_f [\hat{\tau}_1^1 - \hat{\tau}_2^2] + n_{hc} \hat{\tau}_2^1), \quad (12)$$

其中 n_h 和 n_c 分别是在 T_h 和 T_c 温度下求值的分布函数, 其中 $n_{hc} = n_h - n_c$, n_f 是在平稳

正演场景中体的温度 T_∞ 。对于反向通量, 可以得到类似Eq.(12)的表达式。考虑具有温度无关光学性质的材料, 透射系数不依赖于场景, 我们有

$$J_f - J_b = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \hbar\omega (n_h + n_c - n_f - n_b) \times \sum_p \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} k (\hat{\tau}_1^1 - \hat{\tau}_2^2), \quad (13)$$

其中 n_b 为后向情况下中间体在稳态温度 T_b 下计算的分布函数。从Eq.(13)中我们注意到, 系统子块之间模式耦合效率的不对称(即 $T_{\gamma 1}^1 \neq T_{\gamma 2}^2$)可以诱导热流的整流。这迫使系统也是不对称的。我们还观察到, 在正向和反向情况下, 中间体的平衡温度的值在热传递的不对称性中起着根本性的作用。在下一节中, 我们将通过考虑由两种性质完全不同的材料(极性材料和金属)组成的简单系统来说明多体校正。

IV. 多体整流: 一些具体的例子

如前一节所讨论的, 系统对热流进行整流的能力表现为透射系数 $T_{\gamma 1}^1$ 和 $T_{\gamma 2}^2$ 的不对称性。这种不对称性可以通过选择构成不同频率共振腔的材料 M_1 和 M_2 来实现。这里我们将考虑这些谐振频率在光谱中分离得很好, 取 M_1 为极性材料, 其共振位于红外, 可以在所考虑的温度下被激发, M_2 为金属, 其共振超出红外, 在工作温度范围内不被热激发。

为了描述极性材料，让我们考虑一下介电常数的德鲁德-洛伦兹模型

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega_L^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}, \quad (14)$$

其中 ε_∞ 为高频介电常数， ω_L 为纵向声子频率， ω_T 为横向声子频率， Γ 为阻尼常数。为了研究谐振波在整流机制中的影响，我们通过在声子频率中引入位移来调谐材料的光学性质，使介电常数写为

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{(\omega_L + \Omega)^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}{(\omega_T + \Omega)^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (15)$$

考虑到这个介电常数，材料支撑的表面声子极化子(SPP)的频率 ω_{SPP} 由 $\text{Re}[\varepsilon(\omega_{\text{SPP}})] = -1$ 给出，可以近似为

$$\omega_{\text{SPP}} \approx \left[\frac{\varepsilon_\infty(\omega_L + \Omega)^2 + (\omega_T + \Omega)^2}{1 + \varepsilon_\infty} \right]^{1/2}. \quad (16)$$

当这种共振被热激发时，近场的热传递强烈地受到该频率附近模式的贡献的支配。为了定义材料，我们取 $\varepsilon_\infty = 4.9$ ， $\omega_L = 3.03 \times 10^{-14} \text{ rad/s}$ ， $\omega_T = 2.57 \times 10^{-14} \text{ rad/s}$ ， $\Gamma = 1.0 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}$ ，它们对应于[101]面的六方氮化硼(hBN)。因此，由介电常数(15)表示的材料记为hBN。此外，我们将铜视为金属，并使用Drude模型描述其介电常数，

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}, \quad (17)$$

其中 $\omega_p = 1.12 \times 10^{16} \text{ rad/s}$ 为等离子体频率，取 $\varepsilon_\infty = 1$ ， $\Gamma = 1.38 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ [102]。

按照图1所示方案，我们首先考虑材料 $M_1 = \text{hBN}$ ， $M_2 = \text{Cu}$ ，分离距离固定 $d_1 = d_2 = 50 \text{ nm}$ 。对于整篇论文所考虑的所有构型，中间体中各层的厚度设置为 $\delta_1 = \delta_2 = 1 \mu\text{m}$ 。我们根据Eq.(4)计算整流系数，并在图2(a)和2(b)中分别绘制为 $T_c = 200 \text{ K}$ 和 $T_c = 300 \text{ K}$ 时 ω_{SPP} 的函数。频率 ω_{SPP} 和整流系数用移位频率进行参数化，在图中移位频率从 -2×10^{-14} 到 $4 \times 10^{-14} \text{ rad/s}$ 不等。当温差为 $T_h - T_c = 400 \text{ K}$ 时，图2(a)和2(b)的整流系数分别约为61%和57%。虽然光学性质的固有温度依赖性被忽略，但整流是通过多体相互作用诱导的热流的有效温度依赖性来实现的。造成这种温度依赖性的主要原因是极性材料支持的SPP与该材料在 T_h 和 T_c 处的分布函数之间重叠的变化。整流系数随着 ω_{SPP} 的增加而增加，因为当极性材料在 T_h 处热化时，这种共振在正向情景中被有效激发。当 ω_{SPP} 增加到 T_h 定义的普朗克窗口之外时，整流系数

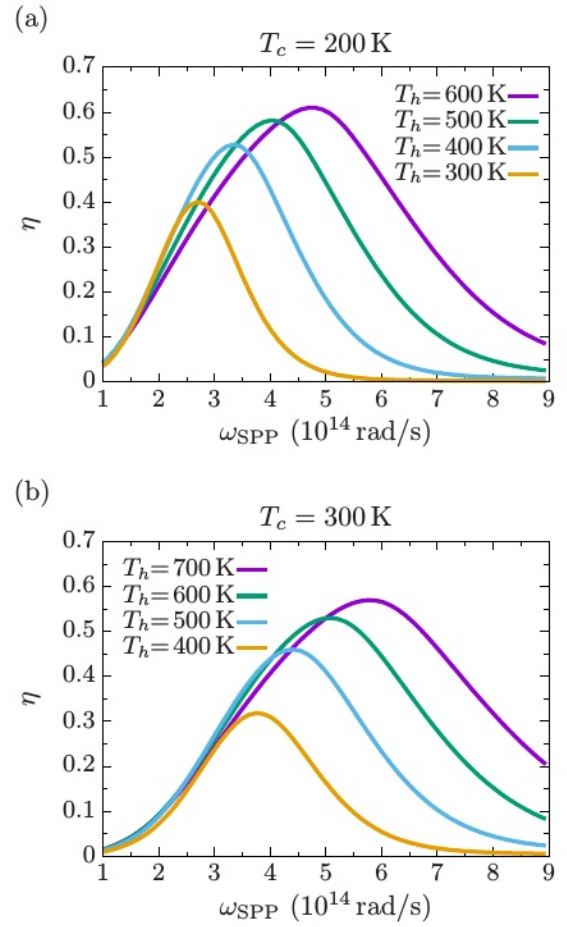


图2所示。材料 $M_1 = \text{hBN}$ ， $M_2 = \text{Cu}$ 的体系整流系数与hBN支撑的谐振频率 ω_{SPP} 的函数。冷温度设置为 $T_c = 200 \text{ K}$ (a)和 $T_c = 300 \text{ K}$ (b)，对于低 ω_{SPP} ，整流增加 ω_{SPP} ，因为该共振在正向情景中被有效激发。对于高 ω_{SPP} ，整流随着 ω_{SPP} 的增加而减小，因为在正向情景中，谐振与在 T_h 处评估的分布函数之间的重叠减少了。

减小是因为SPP没有被有效激发。请注意，图2(a)和2(b)中整流峰的高度和宽度不仅取决于温度，还取决于定义不对称性的性质，如两种材料的介电常数和分离距离。

对于给定的材料和工作温度，可以通过在主体之间取适当的分离距离 d_1 和 d_2 来优化整流器的性能。我们现在考虑 $D = D_1 + D_2$ 固定，取 $D = 100 \text{ nm}$ 。在这些条件下，整流系数可以看作是 $\eta(d_1)$ 的函数，我们感兴趣的是使 $\eta_m = \max_{d_1} \eta(d_1)$ 的最优值 η_m 。这里我们考虑材料 $M_1 = \text{hBN}$ ，由介电常数(14)描述， $M_2 = \text{Cu}$ 。取 $T_c = 200 \text{ K}$ ，在图3(a)中，我们绘制了该配置的优化整流系数 η_m 作为温差 $T_h - T_c$ 的函数。在接近200 K的温差下，可以观察到约50%的整流。在插图中，我们给出了几种高温下的 $\eta(d_1)T_h$ ，

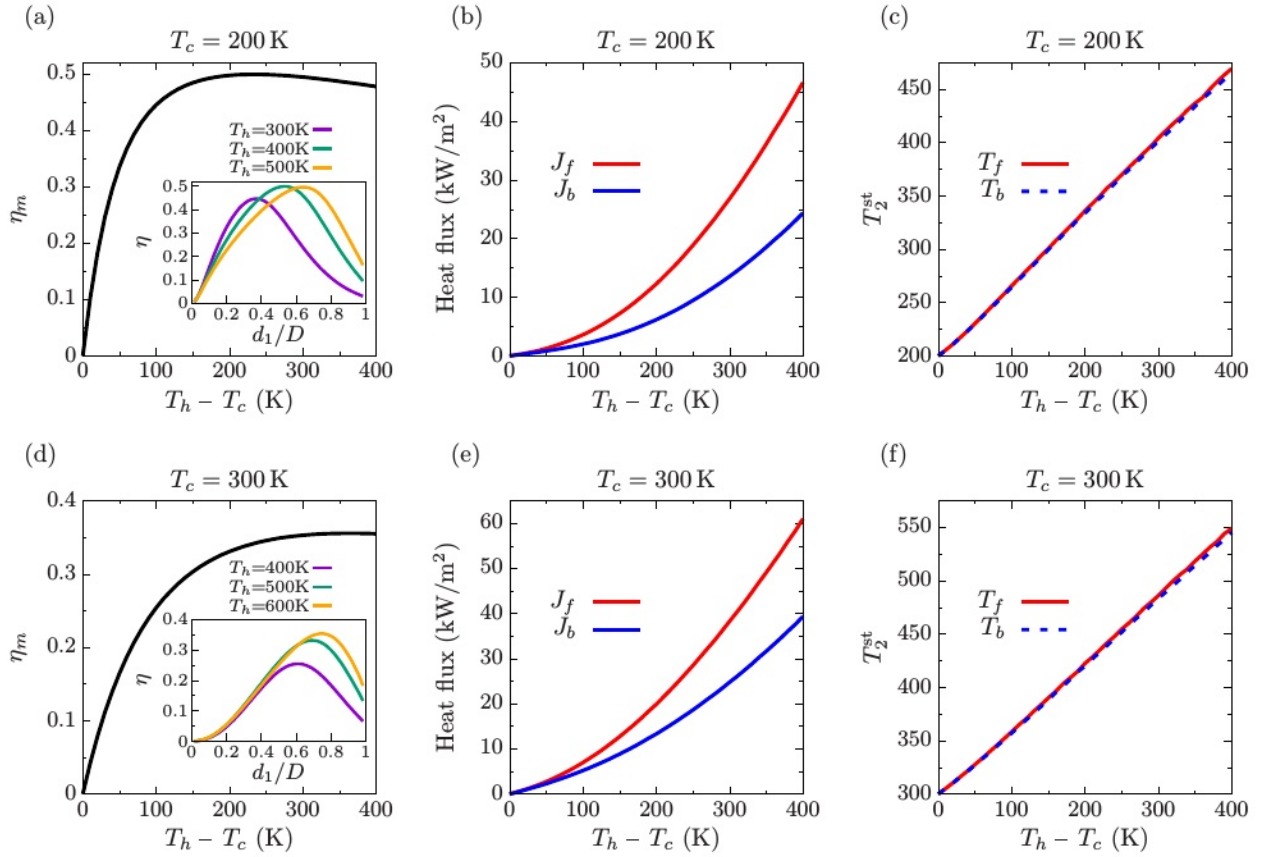


图3所示。 $M_1 = \text{hBN}$, $M_2 = \text{Cu}$ 系统的整流。(a)在考虑的温度下, $d = d_1 + d_2 = 100 \text{ nm}$, 冷温度 $T_c = 200 \text{ K}$, 通过选择导致最大精馏的分离 d_1 得到的优化精馏系数 η_m 。插图显示了几种热温度下精馏系数 η 与分离距离的关系 T_h 对应的正向通量 J_f 和反向通量 J_b 分别示于(b), 而中间体的稳态温度 T_f 和 T_b 示于(c)。相同的量表示于(d) - (f), 但取冷温度 $T_c = 300 \text{ K}$ 。

突出了精馏系数对分离距离的依赖性。从图中可以看出, 一方面, 当 d_1/D 接近于零时, 意味着体1和体2的hBN表面接近接触, 由SPP共振介导的强热化[62]迫使两体系统在此极限下恢复。由于这里忽略了材料性质的温度依赖性, 因此在这种情况下, 整流系数会消失。另一方面, 当体2和体3的Cu表面彼此靠近且 d_1/D 接近于单位时, 这些体之间的温差 $T_2^{\text{st}} - T_3$ 很小但有限[62], 因为只考虑了热交换的辐射通道, 并且在工作温度下金属中没有激发共振。因此, 如果其他热交换通道不活跃, 则可以在小间距处观察到非零整流效率。在接触处, 热化是由传导驱动的, 并且恢复了整流系数消失的两体行为。

图3(a)中最优系数 η_m 对应的正向和反向通量绘制在图3(b)中, 而中间体 T_f 和 T_b 分别在正向和反向情景下的稳态温度绘制在图3(c)中。有趣的是, 当分离距离产生类似的 T_f 和 T_b 值时, 实现了最大的整流。这种行为与第2节中讨

论的平凡不对称形成对比, 其中不对称配置总是导致不同的 T_f 和 T_b , 但整流系数相同地消失。对于相同配置, 但假设 $T_c = 300 \text{ K}$ 的优化整流系数 η_m 如图3(d)所示。在这种情况下, 对于200 K以上的温差 $T_h - T_c$, 整流系数可以达到高达35%的值。与之前 $T_c = 200 \text{ K}$ 的情况相比, 整流系数的减小可归因于 $T_c = 300 \text{ K}$ 时hBN支持的SPP在反向情况下更有效地激发, 因此正反两种情况下的通量差相对较小。这种情况下导致 η_m 的通量 J_f 和 J_b 如图3(e)所示, 而两种情况下中间体的稳态温度如图3(f)所示。同样, 在这种情况下, 我们观察到在产生最大整流的配置中 T_f 和 T_b 的相似值。

我们强调由Kapitza电阻引起的中间体内部的温度下降可以忽略不计。事实上, 在极性材料和金属之间的界面, 边界热导 h_k 的典型值为 $10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ [103], 因此相应的Kapitza电阻 R_k 约为 $10^{-8} \text{ m}^2 \text{ K W}^{-1}$ 。在考虑的工作温度($J \sim 10^{-4} \text{ W m}^{-2}$)下, 我们在器件中获得的熱流密度水平, 界面处的温度下降 T

材料 M_1 和 M_2 之间的温度降为 $T=R_K J \sim 10^{-4}$ K。此外，两种材料的导热系数($\kappa_{\text{hBN}} = 30 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 和 $\kappa_{\text{Cu}} = 400 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$)导致中间体温在 10^{-4} K量级的变化，层厚为 $1 \mu\text{m}$ ，因此这种变化也可以忽略不计。

V. 结论

我们引入了多体系统近场辐射热运输的整流机制。与双端系统中的经典热整流不同，这需要材料的光学性质具有明显的温度依赖性，这里的热传输中的不对称性是由多体相互作用引起的。此外，我们已经证明，即使没有光学性质的温度依赖性，这种机制也可以纠正热通量。通过在三体系统中研究这种效应，我们已经证明了热传递特权方向的存在是由被动中间体与外部终端的不对称耦合和该体在定态下达到的温度之间的相互作用产生的。在由极性电介质和金属层制成的简单系统中，在近场区域中，大于50%的整流系数已经被突出显示出来。这些系统的热光学优化应该会增加这个系数。这些热整流器与之前的系统在本质上有不同。它们不需要使用相变材料，并且可以设计成在很宽的温度范围内工作。因此，这些器件可以在纳米尺度的热管理和热调节领域得到广泛的应用。

致谢

本项目已获得欧盟地平线2020研究与创新计划的资助， Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 892718 (I.L.)。

附录:光学反射和透射系数

本文给出了计算能量透射系数所需的单体光反射系数和透射系数。对于假定为半无限

且齐次的物体1和3，我们有

$$\rho_1 = r_{01}^p, \quad \rho_3 = r_{02}^p, \quad (\text{A1})$$

式中 r_{ab} 为介质 a 与 b 界面的菲涅耳反射系数;

$$r_{ab}^{\text{TE}} = \frac{k_{za} - k_{zb}}{k_{za} + k_{zb}}, \quad r_{ab}^{\text{TM}} = \frac{\varepsilon_b k_{za} - \varepsilon_a k_{zb}}{\varepsilon_b k_{za} + \varepsilon_a k_{zb}}, \quad (\text{A2})$$

其中 $a=0$ 表示真空， $a=I$ 表示材料 M_i 其中 ε_a 为介质 a 的复介电常数， $k_{za} = (\omega/c)^2 \varepsilon_a - k^2$ 为该介质内部波矢量的法向分量。为了描述中间体的散射特性，我们还引入了介质间界面的菲涅耳透射系数 t_{ab}

和 b ，由

$$t_{ab}^{\text{TE}} = \frac{2k_{za}}{k_{za} + k_{zb}}, \quad t_{ab}^{\text{TM}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_b} k_{za}}{\varepsilon_b k_{za} + \varepsilon_a k_{zb}}. \quad (\text{A3})$$

中间体是双层的，有三个接口，所以

$$\rho_2^+ = r_{02}^p + \frac{t_{02}^p t_{20}^p r_{210}^p e^{i2k_{z2}\delta_2}}{1 + r_{02}^p r_{210}^p e^{i2k_{z2}\delta_2}}, \quad (\text{A4})$$

$$\rho_2^- = r_{01}^p + \frac{t_{01}^p t_{10}^p r_{120}^p e^{i2k_{z1}\delta_1}}{1 + r_{01}^p r_{120}^p e^{i2k_{z1}\delta_1}}, \quad (\text{A5})$$

其中 r_{abcp} 是由介质 a 和 b 之间以及介质 b 和 c 之间的界面构成的双界面系统的反射系数，这里采取的形式是

$$r_{210}^p = r_{21}^p + \frac{t_{21} t_{12} r_{10}^p e^{i2k_{z1}\delta_1}}{1 + r_{21} r_{10}^p e^{i2k_{z1}\delta_1}}, \quad (\text{A6})$$

$$r_{120}^p = r_{12}^p + \frac{t_{12} t_{21} r_{20}^p e^{i2k_{z2}\delta_2}}{1 + r_{12} r_{20}^p e^{i2k_{z2}\delta_2}}. \quad (\text{A7})$$

最后，中间体的光透射系数为

$$\tau_2 = \frac{t_{01}^p t_{120}^p e^{ik_{z1}\delta_1}}{1 + r_{01}^p r_{120}^p e^{i2k_{z1}\delta_1}}, \quad (\text{A8})$$

其中 t_{abcp} 是哪个的双界面透射系数

$$t_{120}^p = \frac{t_{12}^p t_{20}^p e^{ik_{z2}\delta_2}}{1 + r_{12}^p r_{20}^p e^{i2k_{z2}\delta_2}}. \quad (\text{A9})$$

- [1] D. Polder and M. Van Hove, *Phys. Rev. B* **4**, 3303 (1971).
- [2] J. J. Loomis and H. J. Maris, *Phys. Rev. B* **50**, 18517 (1994).
- [3] J. B. Pendry, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 6621 (1999).
- [4] K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, *Surf. Sci. Rep.* **57**, 59 (2005).
- [5] A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1291 (2007).
- [6] G. Bimonte, *Phys. Rev. A* **80**, 042102 (2009).
- [7] A. W. Rodriguez, O. Ilic, P. Bermel, I. Celanovic, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić, and S. G. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 114302 (2011).

- [8] R. Messina and M. Antezza, *Phys. Rev. A* **84**, 042102 (2011).
- [9] M. Krüger, G. Bimonte, T. Emig, and M. Kardar, *Phys. Rev. B* **86**, 115423 (2012).
- [10] A. P. McCauley, M. T. H. Reid, M. Krüger, and S. G. Johnson, *Phys. Rev. B* **85**, 165104 (2012).
- [11] A. W. Rodriguez, M. T. H. Reid, and S. G. Johnson, *Phys. Rev. B* **86**, 220302(R) (2012).
- [12] A. W. Rodriguez, M. T. H. Reid, and S. G. Johnson, *Phys. Rev. B* **88**, 054305 (2013).
- [13] A. Narayanaswamy and Y. Zheng, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **132**, 12 (2014).

- [14] B. Müller, R. Incardone, M. Antezza, T. Emig, and M. Krüger, *Phys. Rev. B* **95**, 085413 (2017).
- [15] A. Kittel, W. Müller-Hirsch, J. Parisi, S.-A. Biehs, D. Reddig, and M. Holthaus, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 224301 (2005).
- [16] A. Narayanaswamy, S. Shen, and G. Chen, *Phys. Rev. B* **78**, 115303 (2008).
- [17] L. Hu, A. Narayanaswamy, X. Chen, and G. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 133106 (2008).
- [18] S. Shen, A. Narayanaswamy, and G. Chen, *Nano Lett.* **9**, 2909 (2009).
- [19] E. Rousseau, A. Siria, G. Joubran, S. Volz, F. Comin, J. Chevrier, and J.-J. Greffet, *Nat. Photonics* **3**, 514 (2009).
- [20] R. S. Ottens, V. Quetschke, S. Wise, A. A. Alemi, R. Lundock, G. Mueller, D. H. Reitze, D. B. Tanner, and B. F. Whiting, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 014301 (2011).
- [21] T. Kralik, P. Hanzelka, V. Musilova, A. Srnka, and M. Zobac, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 055106 (2011).
- [22] T. Kralik, P. Hanzelka, M. Zobac, V. Musilova, T. Fort, and M. Horak, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 224302 (2012).
- [23] P. J. van Zwol, L. Ranno, and J. Chevrier, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 234301 (2012).
- [24] P. J. van Zwol, S. Thiele, C. Berger, W. A. de Heer, and J. Chevrier, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 264301 (2012).
- [25] B. Song, Y. Ganjeh, S. Sadat, D. Thompson, A. Fiorino, V. Fernández-Hurtado, J. Feist, F. J. Garcia-Vidal, J. C. Cuevas, P. Reddy, and E. Meyhofer, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 253 (2015).
- [26] K. Kim, B. Song, V. Fernández-Hurtado, W. Lee, W. Jeong, L. Cui, D. Thompson, J. Feist, M. T. Homer Reid, F. J. Garcia-Vidal, J. C. Cuevas, E. Meyhofer, and P. Reddy, *Nature (London)* **528**, 387 (2015).
- [27] R. St-Gelais, L. Zhu, S. Fan, and M. Lipson, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 515 (2016).
- [28] K. Klopstech, N. Köne, S.-A. Biehs, A. W. Rodriguez, L. Worbes, D. Hellmann, and A. Kittel, *Nat. Commun.* **8**, 14475 (2017).
- [29] J. I. Watjen, B. Zhao, and Z. M. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 203112 (2016).
- [30] R. S. DiMatteo, P. Greiff, S. L. Finberg, K. A. Young-Waithe, H. K. Choy, M. M. Masaki, and C. G. Fonstad, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1894 (2001).
- [31] A. Narayanaswamy and G. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3544 (2003).
- [32] A. Fiorino, L. Zhu, D. Thompson, R. Mittapally, P. Reddy, and E. Meyhofer, *Nat. Nanotechnol.* **13**, 806 (2018).
- [33] G. R. Bhatt, B. Zhao, S. Roberts, I. Datta, A. Mohanty, T. Lin, J.-M. Hartmann, R. St-Gelais, S. Fan, and M. Lipson, *Nat. Commun.* **11**, 2545 (2020).
- [34] W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, and E. C. Gage, *Nat. Photonics* **3**, 220 (2009).
- [35] B. C. Stipe, T. C. Strand, C. C. Poon, H. Balamane, T. D. Boone, J. A. Katine, J.-L. Li, V. Rawat, H. Nemoto, A. Hirotsune, O. Hellwig, R. Ruiz, E. Dobisz, D. S. Kercher, N. Robertson, T. R. Albrecht, and B. D. Terris, *Nat. Photonics* **4**, 484 (2010).
- [36] Y. De Wilde, F. Formanek, R. Carminati, B. Gralak, P.-A. Lemoine, K. Joulain, J.-P. Mulet, Y. Chen, and J.-J. Greffet, *Nature (London)* **444**, 740 (2006).
- [37] A. C. Jones and M. B. Raschke, *Nano Lett.* **12**, 1475 (2012).
- [38] S.-A. Biehs, F. S. S. Rosa, and P. Ben-Abdallah, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 243102 (2011).
- [39] M. He, H. Qi, Y. Ren, Y. Zhao, and M. Antezza, *Opt. Lett.* **45**, 2914 (2020).
- [40] M.-J. He, H. Qi, Y.-T. Ren, Y.-J. Zhao, and M. Antezza, *Int. J. Heat Mass Transfer* **150**, 119305 (2020).
- [41] P. Ben-Abdallah, S.-A. Biehs, and K. Joulain, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 114301 (2011).
- [42] R. Messina, M. Tschikin, S.-A. Biehs, and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. B* **88**, 104307 (2013).
- [43] P. Ben-Abdallah, R. Messina, S.-A. Biehs, M. Tschikin, K. Joulain, and C. Henkel, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 174301 (2013).
- [44] M. Langlais, J.-P. Hugonin, M. Besbes, and P. Ben-Abdallah, *Opt. Express* **22**, A577 (2014).
- [45] M. Nikbakht, *J. Appl. Phys.* **116**, 094307 (2014).
- [46] P. Ben-Abdallah, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 113117 (2006).
- [47] P. Ben-Abdallah, K. Joulain, J. Drevillon, and C. Le Goff, *Phys. Rev. B* **77**, 075417 (2008).
- [48] M. Nikbakht, *Europhys. Lett.* **110**, 14004 (2015).
- [49] E. Tervo, Z. Zhang, and B. Cola, *Phys. Rev. Mater.* **1**, 015201 (2017).
- [50] M. Nikbakht, *Phys. Rev. B* **96**, 125436 (2017).
- [51] O. Ramezan Choubdar and M. Nikbakht, *J. Appl. Phys.* **120**, 144303 (2016).
- [52] Z. H. Zheng and Y. M. Xuan, *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* **15**, 237 (2011).
- [53] R. Messina, M. Antezza, and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 244302 (2012).
- [54] R. Messina and M. Antezza, *Phys. Rev. A* **89**, 052104 (2014).
- [55] I. Latella, A. Pérez-Madrid, J. M. Rubi, S.-A. Biehs, and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Appl.* **4**, 011001(R) (2015).
- [56] J. Ordonez-Miranda, L. Tranchant, K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, and S. Volz, *Phys. Rev. B* **93**, 035428 (2016).
- [57] R. Messina, P. Ben-Abdallah, B. Guizal, M. Antezza, and S.-A. Biehs, *Phys. Rev. B* **94**, 104301 (2016).
- [58] I. Latella, P. Ben-Abdallah, S.-A. Biehs, M. Antezza, and R. Messina, *Phys. Rev. B* **95**, 205404 (2017).
- [59] I. Latella, S.-A. Biehs, R. Messina, A. W. Rodriguez, and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. B* **97**, 035423 (2018).
- [60] M.-J. He, H. Qi, Y.-F. Wang, Y.-T. Ren, W.-H. Cai, and L.-M. Ruan, *Opt. Express* **27**, A953 (2019).
- [61] Y. H. Kan, C. Y. Zhao, and Z. M. Zhang, *Phys. Rev. B* **99**, 035433 (2019).
- [62] I. Latella, R. Messina, S.-A. Biehs, J. M. Rubi, and P. Ben-Abdallah, *Sci. Rep.* **10**, 8938 (2020).
- [63] N. Zolghadr and M. Nikbakht, *Phys. Rev. B* **102**, 035433 (2020).
- [64] I. Latella and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 173902 (2017).
- [65] G. T. Papadakis, C. J. Ciccarino, L. Fan, M. Orenstein, P. Narang, and S. Fan, *Phys. Rev. Appl.* **15**, 054002 (2021).
- [66] P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 264301 (2019).
- [67] P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 044301 (2014).
- [68] J. Ordonez-Miranda, Y. Ezzahri, J. Drevillon, and K. Joulain, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 054003 (2016).
- [69] I. Latella, O. Marconot, J. Sylvestre, L. G. Fréchet, and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 024004 (2019).
- [70] P. Ben-Abdallah, A. Belarouci, L. Frechette, and S.-A. Biehs, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 053109 (2015).

- [71] P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 084301 (2016).
- [72] C. Guo, B. Zhao, D. Huang, and S. Fan, *ACS Photonics* **7**, 3257 (2020).
- [73] V. Kubytzky, S.-A. Biehs, and P. Ben-Abdallah, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 074301 (2014).
- [74] S. A. Dyakov, J. Dai, M. Yan, and M. Qiu, *J. Phys. D* **48**, 305104 (2015).
- [75] C. Khandekar and A. W. Rodriguez, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 083104 (2017).
- [76] P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, *Phys. Rev. B* **94**, 241401(R) (2016).
- [77] C. Kathmann, M. Reina, R. Messina, P. Ben-Abdallah, and S.-A. Biehs, *Sci. Rep.* **10**, 3596 (2020).
- [78] C. R. Otey, W. T. Lau, and S. Fan, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 154301 (2010).
- [79] S. Basu and M. Francoeur, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 113106 (2011).
- [80] H. Iizuka and S. Fan, *J. Appl. Phys.* **112**, 024304 (2012).
- [81] L. P. Wang and Z. M. Zhang, *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* **17**, 337 (2013).
- [82] E. Nefzaoui, J. Drevillon, Y. Ezzahri, and K. Joulain, *Appl. Opt.* **53**, 3479 (2014).
- [83] P. J. van Zwol, K. Joulain, P. Ben-Abdallah, and J. Chevrier, *Phys. Rev. B* **84**, 161413(R) (2011).
- [84] P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 191907 (2013).
- [85] J. Huang, Q. Li, Z. Zheng, and Y. Xuan, *Int. J. Heat Mass Transfer* **67**, 575 (2013).
- [86] Y. Yang, S. Basu, and L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 163101 (2013).
- [87] W. Gu, G.-H. Tang, and W.-Q. Tao, *Int. J. Heat Mass Transfer* **82**, 429 (2015).
- [88] Y. Yang, S. Basu, and L. P. Wang, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **158**, 69 (2015).
- [89] A. Ghanekar, J. Ji, and Y. Zheng, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 123106 (2016).
- [90] Z. H. Zheng, X. L. Liu, A. Wang, and Y. M. Xuan, *Int. J. Heat Mass Transfer* **109**, 63 (2017).
- [91] A. Ghanekar, Y. Tian, M. Ricci, S. Zhang, O. Gregory, and Y. Zheng, *Opt. Express* **26**, A209 (2018).
- [92] F. Chen, X. Liu, Y. Tian, and Y. Zheng, *Adv. Eng. Mater.* **23**, 2000825 (2021).
- [93] K. Ito, K. Nishikawa, A. Miura, and H. Toshiyoshi, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 253503 (2014).
- [94] K. Ito, K. Nishikawa, A. Miura, H. Toshiyoshi, and H. Iizuka, *Nano Lett.* **17**, 4347 (2017).
- [95] A. Fiorino, D. Thompson, L. Zhu, R. Mittapally, S.-A. Biehs, O. Bezencenet, N. El-Bondry, S. Bansropun, P. BenAbdallah, E. Meyhofer, and P. Reddy, *ACS Nano* **12**, 5774 (2018).
- [96] I. Y. Forero-Sandoval, J. A. Chan-Espinoza, J. Ordonez-Miranda, J. J. Alvarado-Gil, F. Dumas-Bouchiat, C. Champeaux, K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, C. L. Gomez-Heredia, and J. A. Ramirez-Rincon, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034023 (2020).
- [97] E. Nefzaoui, K. Joulain, J. Drevillon, and Y. Ezzahri, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 103905 (2014).
- [98] J. Ordonez-Miranda, K. Joulain, D. De Sousa Meneses, Y. Ezzahri, and J. Drevillon, *J. Appl. Phys.* **122**, 093105 (2017).
- [99] E. Moncada-Villa and J. C. Cuevas, *Phys. Rev. Appl.* **15**, 024036 (2021).
- [100] P. Ben-Abdallah and K. Joulain, *Phys. Rev. B* **82**, 121419(R) (2010).
- [101] M. I. Eremets, M. Gauthier, A. Polian, J. C. Chervin, J. M. Besson, G. A. Dubitskii, and Y. Y. Semenova, *Phys. Rev. B* **52**, 8854 (1995); R. Geick, C. H. Perry, and G. Rupprecht, *Phys. Rev.* **146**, 543 (1966).
- [102] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, *Appl. Opt.* **24**, 4493 (1985).
- [103] A. Giri and P. E. Hopkins, *Adv. Funct. Mater.* **30**, 1903857 (2020).