

非平衡各向异性 Dicke 模型中的量子热能输运*

孔俊然 毛铨 刘焕 王晨†

(浙江师范大学物理系, 金华 321004)

(2025 年 7 月 28 日收到; 2025 年 8 月 14 日收到修改稿)

量子光-物质相互作用系统的非平衡热能输运近来引起密切关注. 本文研究非平衡各向异性 Dicke 模型中的量子热流及热整流行为. 通过引入量子缀饰态主方程处理光子-量子比特强耦合. 研究表明, 各向异性光子-量子比特强耦合能有效调节热流. 量子比特数增多有利于增强热流. 在热力学极限近似和极限各向异性系数下, 得到热流的解析表达式. 该热流解析式为有限尺寸各向异性 Dicke 模型的热流上限. 较大的各向异性系数和光子-量子比特非弱耦合有助于实现显著的热整流效应. 希望这些结果能够加深对各向异性光-物质相互作用系统中非平衡热能输运的理解.

关键词: 量子光-物质相互作用, 量子输运, 开放量子系统

PACS: 42.50.Ct, 05.60.Gg, 03.65.Yz

DOI: 10.7498/aps.74.20251007

CSTR: 32037.14.aps.74.20251007

1 引言

量子光学作为一个结合原子、分子与光子的跨学科领域, 主要研究光子与量子物质的相互作用 [1,2]. 量子光学领域中一个关键的研究方向是量子电动力学 (QED) [3]. QED 的研究内容通常涉及二能级量子比特耦合单模光场. 这种量子光-物质相互作用为推进量子技术开辟了新的方向 [4,5]. 而固态 QED 器件作为一种新型量子器件在量子热输运研究中受到了密切关注 [6,7]. 在光腔-QED 装置中, 光子与量子比特之间的耦合强度一般较弱 [3]. 这类装置可以用 Jaynes-Cummings (JC) 模型来理论描述 [8,9]. 近来, 研究人员借助固态量子工程技术成功实现了电路-QED (cQED) 系统. 该类系统能够实现强耦合、超强耦合甚至深强耦合 [10,11]. 目前存在的典型固态 cQED 设备包括量子点-cQED [12,13]、超导-cQED [11]、俘获离子阱 [14,15] 等. 该类体系通常可用量子 Rabi 模型 (QRM) 描述. QRM 包含等权重的

旋转波项和反旋转波项 [16-19]. 与此同时, 各向异性 QRM 的性质也被广泛研究. 与 QRM 相比, 各向异性 QRM 哈密顿量中的旋转波项和反旋转波项不等权重 [20]. 研究表明, 各向异性 QRM 可以在量子相变 [20,21]、量子计量学 [22,23] 和光子非经典性 [24-26] 中产生新的特征. 此外, 各向异性 QRM 的压缩光子态内禀性质还可以实现光子正交压缩 [27].

当考虑系统中多个量子比特与单模量子光场相互作用时, 可以采用 Dicke 模型描述 [28,29]. Dicke 模型通常会呈现超辐射现象 [30-33]. 而在量子电池的应用中, 发现光子和量子比特的集体激发能够显著提高充电性能 [34-37]. 实际情况下, 光子与量子比特这些量子组件不可避免地会与外部环境发生作用. 这将导致量子耗散 [38]. 对应的开放 Dicke 模型存在着广泛的应用. 内容涵盖非互易相变 [39]、多重稳态 [40,41]、离散时间晶体 [42,43]、量子激光 [44,45] 等. 而各向异性 Dicke 模型还具有非平庸相变 [46,47]、非遍历性 [48] 以及高精度测量 [49] 等特点.

近年来 cQED 中的量子热输运和量子热力学

* 浙江省自然科学基金 (批准号: LZ25A050001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangchen@zjnu.cn

引起了极大关注^[7]. 这类体系通常由一个超导量子比特耦合两个光学谐振子构成. 通过在两个谐振子上添加两个有温度差的介观热源, 可以观察到稳态热流. 因此, 该体系可以被制备成量子热器件, 例如热阀^[6]和热二极管^[50]. 此外, 在三端超导电路中还实现了光子热输运^[51]. 研究人员从理论上也提出了几种实现热整流^[52,53]与热放大^[54–56]的方法, 其中纵向光子-量子比特耦合给出了一种获得显著热放大效应的新方式^[24]. 最近, Andolina 等^[57]研究了多量子比特 cQED 系统中的超辐射热流行为. 在该系统中光子场被消去, 量子系统近似表示为集体量子比特. 考虑到上述研究现状, 自然产生了一个问题: 在非平衡各向异性 Dicke 模型中, 各向异性光子-量子比特耦合是如何影响量子热流的行为的?

本文主要研究各向异性 Dicke 模型中的量子热输运特征. 通过引入量子缀饰态主方程 (DME)^[58–60]来获得各向异性 Dicke 模型的耗散动力学行为. 该方程能够基于各向异性 Dicke 模型的本征基矢合理地处理光子-量子比特强耦合问题. 本文的结构安排如下: 第 2 节介绍非平衡各向异性 Dicke 模型和 DME; 第 3 节研究稳态热流和热整流; 最后, 第 4 节对研究结果进行了总结.

2 非平衡各向异性 Dicke 模型

该部分首先描述各向异性 Dicke 模型, 并在热

力学极限情况下近似得到两个耦合振子构成的哈密顿量. 随后在混合量子系统的缀饰态框架下引入量子主方程.

2.1 模型

众所周知, 著名的 Dicke 模型由多个量子比特与一个单模光子场耦合而成^[29], 其哈密顿量为

$$\hat{H}_{\text{Dicke}} = \varepsilon \hat{J}_z + \omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{\lambda}{\sqrt{N_s}} [(\hat{a}^\dagger \hat{J}_- + \hat{a} \hat{J}_+) + (\hat{a}^\dagger \hat{J}_+ + \hat{a} \hat{J}_-)], \quad (1)$$

式中, ε 是塞曼分裂能量; $\hat{J}_z = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_s} \hat{\sigma}_z^n$, $\hat{J}_+ = \sum_{n=1}^{N_s} \hat{\sigma}_+^n$ 和 $\hat{J}_- = (\hat{J}_+)^\dagger$ 描述 N_s 个量子比特集体行为的角动量算符, 其中 $\hat{\sigma}_+ = (\hat{\sigma}_x + i\hat{\sigma}_y)/2$, $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$ 和 $\hat{\sigma}_z$ 是泡利算符; $\hat{a}^\dagger(\hat{a})$ 表示辐射场中产生 (湮灭) 一个频率为 ω_a 的光子; λ 是谐振子与量子比特的耦合强度. Dicke 模型同时包含旋转波项 ($\hat{a}^\dagger \hat{J}_- + \hat{a} \hat{J}_+$) 和反旋转波项 ($\hat{a}^\dagger \hat{J}_+ + \hat{a} \hat{J}_-$). 这两个作用项在 Dicke 模型中等权重. 当考虑图 1(a) 中所示的各向异性 Dicke 模型^[20,48], 哈密顿量表示为

$$\hat{H}_s = \varepsilon \hat{J}_z + \omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{\lambda}{\sqrt{N_s}} [(\hat{a}^\dagger \hat{J}_- + \hat{a} \hat{J}_+) + \gamma(\hat{a}^\dagger \hat{J}_+ + \hat{a} \hat{J}_-)], \quad (2)$$

式中, γ 表示各向异性系数. 当 $\gamma = 1$ 时, 各向异性 Dicke 模型就退化为方程 (1) 中标准量子 Dicke 模型 $\hat{H}_{\text{Dicke}}$.

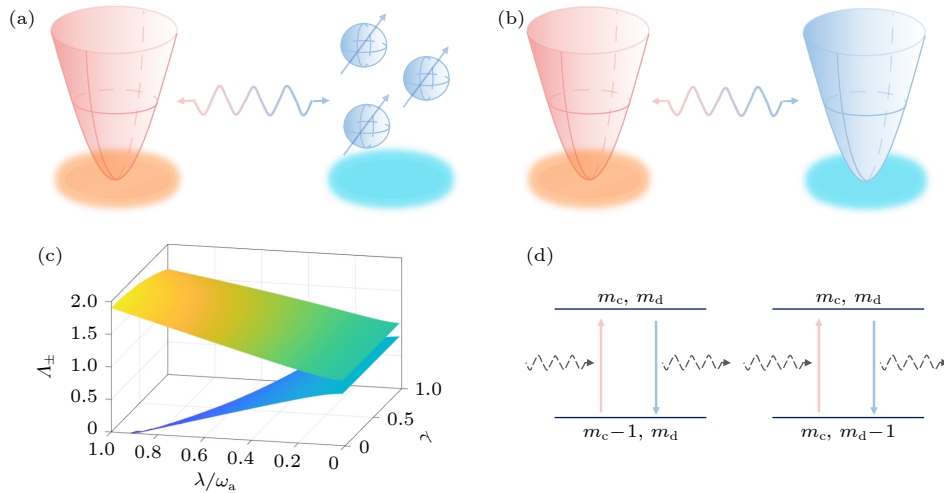


图 1 (a), (b) 各向异性 Dicke 模型和耦合谐振子模型的示意图, 其中光子和量子比特分别与各自热库相互作用; (c) 方程 (3) 处的耦合谐振子哈密顿量在参数 $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$ 下的两个本征模; (d) 在本征基矢下耦合谐振子系统与热库之间的非相干能量交换过程

Fig. 1. A schematic description of (a) anisotropic Dicke model and (b) two-coupled-oscillator model, of which these quantum components, i.e., qubits and photons, individually interact with bosonic thermal reservoirs. (c) Two eigenmodes of two-coupled-oscillator Hamiltonian at Eq. (3) with $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$. (d) Incoherent energy exchange processes between the two-coupled-oscillator system in the eigen-basis and the thermal reservoirs.

热力学极限 ($N_s \rightarrow \infty$) 下, 可以引入 Holstein-Primakoff 变换 $\hat{J}_+ = \hat{b}^\dagger \sqrt{N_s - \hat{b}^\dagger \hat{b}}$, $\hat{J}_- = \sqrt{N_s - \hat{b}^\dagger \hat{b}} \hat{b}$, 和 $\hat{J}_z = (\hat{b}^\dagger \hat{b} - N_s/2)$ 来表示角动量算符. $\hat{b}^\dagger, \hat{b}$ 为描述角动量激发的有效玻色算符. 当激发较弱时 ($\langle \hat{b}^\dagger \hat{b} \rangle \ll N_s$), 角动量可以简化为 $\hat{J}_+ = \sqrt{N_s} \hat{b}^\dagger$, $\hat{J}_- = \sqrt{N_s} \hat{b}$ 和 $\hat{J}_z = \hat{b}^\dagger \hat{b} - N_s/2$. 随后, 方程 (2) 中的各向异性 Dicke 模型简化为图 1(b) 中的耦合谐振子模型. 此时, 哈密顿量近似为

$$\hat{H}'_s = \varepsilon (\hat{b}^\dagger \hat{b} - N_s/2) + \omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \lambda [(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{a} \hat{b}^\dagger) + \gamma (\hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger + \hat{a} \hat{b})]. \quad (3)$$

然而当系统处于宏观激发条件下 ($\langle \hat{b}^\dagger \hat{b} \rangle \sim N_s$) 时, 方程 (3) 将失效.

一般而言, 在任意各向异性系数 γ 下很难通过解析方法来求解方程 (3) 的本征问题. 然而, 可以通过数值方法求得 $\hat{H}'_s$ 的本征模 $\Lambda_\pm$ (见附录 A). 这样可以清晰地看到方程 (3) 的本征解对应的光子-量子比特耦合强度与各向异性参数合理区间. 图 1(c) 以数值形式展示了 λ 和 γ 对本征模的影响. 可以看出, 随着光子-量子比特耦合强度 λ 的增加, 高频支的频率会增强, 而低频支的频率则会被抑制. 此外, 增强各向异性系数 γ 会减少耦合谐振子模型的有效参数范围. 而在 $\gamma = 0$ 极限情况下, 可以引入两个修正后的玻色子算符 $\hat{c} = \cos \frac{\theta}{2} \hat{a} + \sin \frac{\theta}{2} \hat{b}$ 和 $\hat{d} = -\sin \frac{\theta}{2} \hat{a} + \cos \frac{\theta}{2} \hat{b}$. 利用 Bogoliubov 变换对 $\hat{H}'_s(\gamma=0)$ 对角化, 从而得到

$$\hat{H}'_s(\gamma=0) = \Lambda_c \hat{c}^\dagger \hat{c} + \Lambda_d \hat{d}^\dagger \hat{d}. \quad (4)$$

这里, $\tan \theta = 2\lambda/(\omega_a - \varepsilon)$, 本征频率为 $\Lambda_c = (\omega_a + \varepsilon)/2 + \sqrt{(\omega_a - \varepsilon)^2/4 + \lambda^2}$ 和 $\Lambda_d = (\omega_a + \varepsilon)/2 - \sqrt{(\omega_a - \varepsilon)^2/4 + \lambda^2}$. 当 $\gamma = 1$ 时, $\hat{H}'_s(\gamma=1)$ 可以被对角化为^[61]

$$\hat{H}'_s(\gamma=1) = \Lambda_A \hat{A}^\dagger \hat{A} + \Lambda_B \hat{B}^\dagger \hat{B}, \quad (5)$$

式中, 修正后的玻色子算符变为

$$\begin{aligned} \hat{A} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin \theta'}{\sqrt{\omega_a \Lambda_A}} [(\Lambda_A - \omega_a) \hat{a}^\dagger + (\Lambda_A + \omega_a) \hat{a}] + \frac{\cos \theta'}{\sqrt{\varepsilon \Lambda_A}} \right\}, \\ \hat{B} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\cos \theta'}{\sqrt{\omega_a \Lambda_B}} [(\Lambda_B + \omega_a) \hat{a}^\dagger + (\Lambda_B - \omega_a) \hat{a}] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin \theta'}{\sqrt{\varepsilon \Lambda_B}} [(\Lambda_B + \varepsilon) \hat{b}^\dagger + (\Lambda_B - \varepsilon) \hat{b}] \right\}, \end{aligned}$$

$$\tan \theta' = 4\lambda\sqrt{\omega_a \varepsilon}/(\varepsilon^2 - \omega_a^2),$$

以及本征频率为

$$\Lambda_A = \sqrt{[\omega_a^2 + \varepsilon^2 + \sqrt{(\varepsilon^2 - \omega_a^2)^2 + 16\lambda^2 \omega_a \varepsilon}]/2},$$

$$\Lambda_B = \sqrt{[\omega_a^2 + \varepsilon^2 - \sqrt{(\varepsilon^2 - \omega_a^2)^2 + 16\lambda^2 \omega_a \varepsilon}]/2}.$$

2.2 量子主方程

现实中量子系统必然会与外部环境发生相互作用. 本文考虑光子和量子比特分别与玻色子热库相互作用. 非平衡各向异性 Dicke 模型的哈密顿量表示为

$$\hat{H} = \hat{H}_s + \sum_{\mu=q,r} (\hat{H}_{B,\mu} + \hat{V}_\mu). \quad (6)$$

式中, $\hat{H}_{B,\mu} = \sum_k \omega_{k\mu} \hat{b}_{k\mu}^\dagger \hat{b}_{k\mu}$ 代表了玻色子热库 μ , $\hat{b}_{k\mu}^\dagger (\hat{b}_{k\mu})$ 则表示在玻色子热库 μ 中产生 (湮灭) 一个频率为 $\omega_{k,\mu}$ 、动量为 k 的光子. 量子比特与 q 热库之间的相互作用表示为 $\hat{V}_q = \frac{2\hat{J}_x}{\sqrt{N_s}} \sum_k (g_{kq} \hat{b}_{kq}^\dagger + g_{kq}^* \hat{b}_{kq})$, 而光子和 r 热库之间的相互作用由下式给出 $\hat{V}_r = \sum_k (g_{kr} \hat{b}_{kr} + g_{kr}^* \hat{b}_{kr}) (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$. 这里, $g_{k\mu}$ 表示耦合强度, $\gamma_\mu(\omega) = 2\pi \sum_k |g_{k\mu}|^2 \delta(\omega - \omega_k)$ 为 μ 热库的谱函数. 本文采用欧姆型谱函数, 即 $\gamma_\mu(\omega) = \alpha_\mu \omega \exp(-|\omega|/\omega_c)$ ^[38], 其中 α_μ 为耗散强度, ω_c 为热库的截止频率.

假设系统与热库的相互作用 $\hat{V}_\mu$ 是弱的, 可以对其进行微扰处理. 在 Born-Markov 近似下, 可以得到缀饰态主方程 (DME)^[60]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\rho}_s}{\partial t} &= -i[\hat{H}_s, \hat{\rho}_s] + \sum_{k>j,\mu} \{ \Gamma_{\mu,-}^{kj} \mathcal{D}[|\phi_j\rangle\langle\phi_k|, \hat{\rho}_s] \\ &\quad + \Gamma_{\mu,+}^{kj} \mathcal{D}[|\phi_k\rangle\langle\phi_j|, \hat{\rho}_s] \}. \end{aligned} \quad (7)$$

DME 中不同本征能级间的非相干跃迁速率具体为

$$\Gamma_{\mu,+}^{kj} = \gamma_\mu(\Delta_{kj}) n_\mu(\Delta_{kj}) |\langle\phi_k|\hat{A}_\mu|\phi_j\rangle|^2, \quad (8a)$$

$$\Gamma_{\mu,-}^{kj} = \gamma_\mu(\Delta_{kj}) [1 + n_\mu(\Delta_{kj})] |\langle\phi_k|\hat{A}_\mu|\phi_j\rangle|^2, \quad (8b)$$

式中, $\gamma_\mu(\Delta_{kj})$ 代表 μ 热库的谱函数, $\Delta_{kj} = E_k - E_j$ 是 $\hat{H}_s|\phi_k\rangle = E_k|\phi_k\rangle$ 中本征值的能级差, $n_\mu(\Delta_{kj}) = 1/[\exp(\Delta_{kj}/k_B T_\mu) - 1]$ 是玻色-爱因斯坦分布函数. 在此分布函数中, k_B 为玻尔兹曼常数, T_μ 为 μ 热库的温度. 量子比特和光子的跃迁算符分别为 $\hat{A}_q = 2\hat{J}_x/\sqrt{N_s}$ 和 $\hat{A}_r = (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$, 且耗散超算符为 $\mathcal{D}[\mathcal{O}, \hat{\rho}_s] = (2\mathcal{O}\hat{\rho}_s\mathcal{O}^\dagger - \mathcal{O}^\dagger\mathcal{O}\hat{\rho}_s - \hat{\rho}_s\mathcal{O}^\dagger\mathcal{O})/2$. $\Gamma_{\mu,+}^{kj}$ 表示有 μ 热库参与从能级 j 向上跃迁到能级 k 的速率, 而 $\Gamma_{\mu,-}^{kj}$ 表

示有 μ 热库参与从能级 k 向下跃迁到能级 j 的速率.

而在有效耦合谐振子模型下, $\gamma = 0$ 时的非零跃迁速率表示为

$$\Gamma_{\mu,\pm}^{mm'} = \Gamma_{\mu,\pm}^{m_c-1}(\Lambda_c)\delta_{m_c,m'_c+1}\delta_{m_d,m'_d} + \Gamma_{\mu,\pm}^{m_d-1}(\Lambda_d)\delta_{m_c,m'_c}\delta_{m_d,m'_d+1}, \quad (9)$$

式中, $\mu=r, q$, $\mathbf{m} = (m_c, m_d)$ 和 $\mathbf{m}' = (m'_c, m'_d)$, 其中 m_c, m'_c 和 m_d, m'_d 分别为 (4) 式中 c-谐振子和 d-谐振子的占据数. 各个跃迁速率分别表示为

$$\Gamma_{r,\pm}^{m_c-1}(\Lambda_c) = \gamma_r(\pm\Lambda_c)n_r(\pm\Lambda_c)\cos^2\frac{\theta}{2}m_c, \quad (10a)$$

$$\Gamma_{r,\pm}^{m_d-1}(\Lambda_d) = \gamma_r(\pm\Lambda_d)n_r(\pm\Lambda_d)\sin^2\frac{\theta}{2}m_d, \quad (10b)$$

$$\Gamma_{q,\pm}^{m_c-1}(\Lambda_c) = \gamma_q(\pm\Lambda_c)n_q(\pm\Lambda_c)\sin^2\frac{\theta}{2}m_c, \quad (10c)$$

$$\Gamma_{q,\pm}^{m_d-1}(\Lambda_d) = \gamma_q(\pm\Lambda_d)n_q(\pm\Lambda_d)\cos^2\frac{\theta}{2}m_d. \quad (10d)$$

这些跃迁过程在图 1(d) 中进行了描述. 可以发现跃迁过程一类是由 c-谐振子主导, 而另一类是由 d-谐振子主导. 相比之下, $\gamma = 1$ 时的非零跃迁速率则变为

$$\Gamma_{r,\pm}^{m_a-1}(\Lambda_c) = \gamma_r(\pm\Lambda_A)n_r(\pm\Lambda_A)\cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right)\frac{\omega_a}{\Lambda_A}m_a, \quad (11a)$$

$$\Gamma_{r,\pm}^{m_b-1}(\Lambda_B) = \gamma_r(\pm\Lambda_B)n_r(\pm\Lambda_B)\sin^2\left(\frac{\theta'}{2}\right)\frac{\omega_a}{\Lambda_B}m_b, \quad (11b)$$

$$\Gamma_{q,\pm}^{m_a-1}(\Lambda_A) = \gamma_q(\pm\Lambda_A)n_q(\pm\Lambda_A)\sin^2\left(\frac{\theta'}{2}\right)\frac{\varepsilon}{\Lambda_A}m_a, \quad (11c)$$

$$\Gamma_{q,\pm}^{m_b-1}(\Lambda_B) = \gamma_q(\pm\Lambda_B)n_q(\pm\Lambda_B)\cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right)\frac{\varepsilon}{\Lambda_B}m_b. \quad (11d)$$

类似地, 上述的跃迁过程也可以用图 1(d) 框架来描述. 这些不同的非相干跃迁率表达式将会显著改变耦合谐振子模型的动力学和稳态行为. 当存在有限温度差 $T_r \neq T_q$ 时, 各向异性 Dicke 模型在稳态展现出有限的量子热流. 在后续的计算中, 为了得到热流在图示范围的收敛值, 本文将光子的截断数设置为 $N_{\text{tr}}^a = 30$. 在计算中进一步增大截断数是比较容易的, 但不改变热流行为.

3 稳态热输运

该部分首先研究各向异性光子-量子比特相互作用对各向异性 Dicke 模型稳态热流的影响. 基于方程 (7) DME 所展示的微观跃迁过程, μ 热库中

的热流在稳态时的通用表达式为

$$J_\mu = \sum_{k>n} \Delta_{kn}(\Gamma_{\mu,-}^{k,n}P_k - \Gamma_{\mu,+}^{k,n}P_n), \quad (12)$$

式中 $\Delta_{kn} = E_k - E_n$ 表示能级间隙, $P_k = \langle \phi_k | \hat{\rho}_s | \phi_k \rangle$ 表示稳恒态下的概率分布. 文中分别在有限尺寸和热力学极限下, 分析各向异性光子-量子比特耦合强度对稳态热流的影响. 并研究各向异性 Dicke 模型的热整流效应.

3.1 稳恒态热流

首先通过图 2 分析各向异性参数对稳恒态热流的影响, 这是本文的主要动机之一. 图 2(a) 展示了单量子比特极限下各向异性 Dicke 模型的热流行为. 在光子-量子比特耦合下, 各向异性 QRM 系统的本征能谱与本征态可以近似通过 JC 模型来得到. 反旋转波项无法提供有效的能量交互过程. 因此, 热流对各向异性系数 γ 不敏感. 热流随着耦合强度增大而同步增大. 但是热流随着光子-量子比特耦合强度进一步增加呈现出非单调行为. 具体表现为热流在强耦合时变弱. 此时, 反旋转波项的作用开始变得明显. 多光子散射导致非相干跃迁变得困难^[24]. 整体而言, 热流在弱耦合时先增强, 而在强耦合时受到抑制. 因此, 各向异性光子-量子比特强耦合对于调节各向异性 QRM 的热流至关重要. 图 2(b)–(d) 呈现了多量子比特 ($N_s = 2, 4, 6$) 情况下光子-量子比特耦合强度和各向异性系数对热流的影响. 热流峰值随着量子比特数量的增加会在适度耦合强度下变得更高. 而热流谷值在大各向异性系数、光子-量子比特强耦合下则会显著降低, 例如图 2(d) 中的 $\gamma = 1$ 对应的红线. 因此多个量子比特在光子-量子比特强耦合下放大了热流变化信号.

此外, 本文还分析了方程 (3) 的耦合谐振子模型在热力学极限下的热流解析形式. 当 $\gamma = 0$ 时, 混合量子系统的哈密顿量由方程 (4) 描述. 而与热库相关的非相干跃迁率在方程 (9) 中展示. 所以, 稳恒态下的粒子数分布为

$$P_{m_c, m_d} = \frac{e^{-\beta_{\text{eff}}^c m_c \Lambda_c}}{1 + n_c} \times \frac{e^{-\beta_{\text{eff}}^d m_d \Lambda_d}}{1 + n_d}, \quad (13)$$

式中, 玻色-爱因斯坦分布函数表示为 $n_\mu = 1/[\exp(\beta_{\text{eff}}^\mu \Lambda_\mu) - 1]$ ($\mu = c, d$). 有效逆温度 β_{eff}^μ 可从下列公式得到:

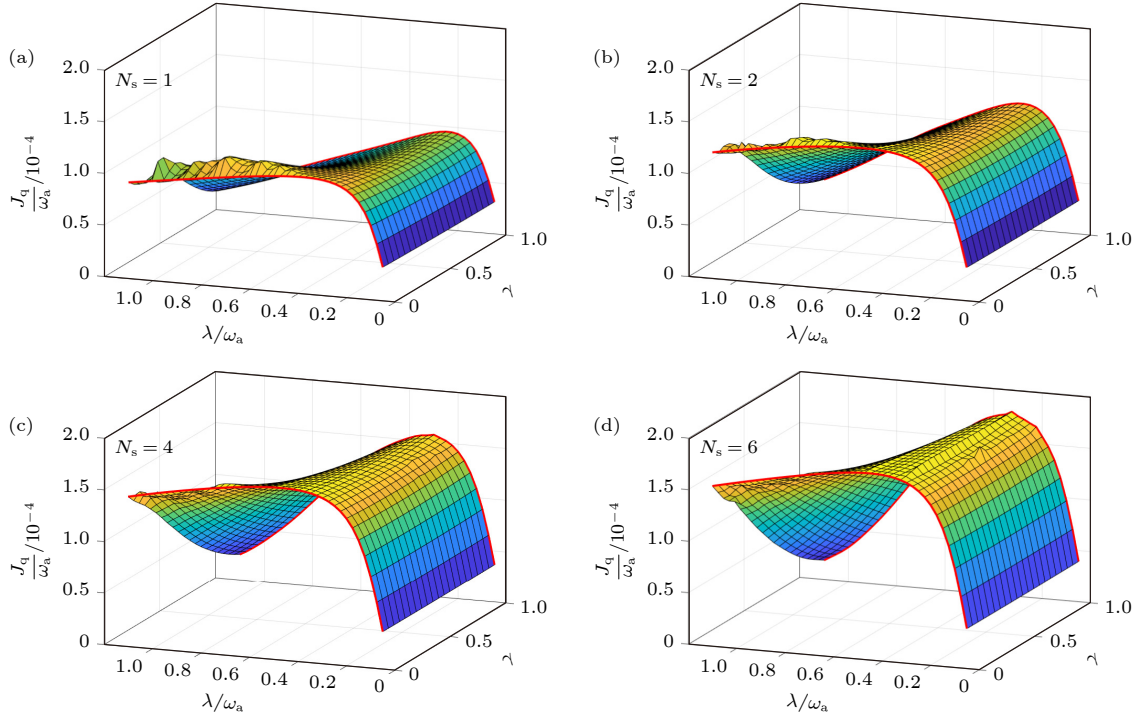


图 2 光子-量子比特耦合强度 λ 和各向异性系数 γ 对热流 J_q 的影响 (a) 单量子比特极限, 即 $N_s = 1$; (b) $N_s = 2$; (c) $N_s = 4$; (d) $N_s = 6$. 图中的红色线条代表 $\gamma = 0$ 与 $\gamma = 1$ 下的热流行为; 其他系统参数为 $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$, $\omega_c = 20\omega_a$, $\alpha_r = \alpha_q = 0.001\omega_a$, $T_r = 1.2\omega_a$ 和 $T_q = 0.6\omega_a$

Fig. 2. Influences of qubit-photon coupling strength λ and anisotropic factor γ on steady state heat flow J_q in (a) $N_s = 1$, and finite numbers of qubits (b) $N_s = 2$, (c) $N_s = 4$, and (d) $N_s = 6$. The redlines denote heat flows at $\gamma = 0$ and $\gamma = 1$ limiting cases. System parameters are given by $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$, $\omega_c = 20\omega_a$, $\alpha_r = \alpha_q = 0.001\omega_a$, $T_r = 1.2\omega_a$, and $T_q = 0.6\omega_a$.

$$\begin{aligned} & \exp(-\beta_{\text{eff}}^c \Lambda_c) \\ &= \frac{\sum_{x=r,q} \gamma_x(\Lambda_c) n_r(\Lambda_c) \cos^2(\theta_x/2)}{\sum_{x=r,q} \gamma_x(-\Lambda_c) n_x(-\Lambda_c) \cos^2(\theta_x/2)}, \quad (14a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \exp(-\beta_{\text{eff}}^d \Lambda_d) \\ &= \frac{\sum_{x=r,q} \gamma_x(\Lambda_d) n_x(\Lambda_d) \sin^2(\theta_x/2)}{\sum_{x=r,q} \gamma_x(-\Lambda_d) n_x(-\Lambda_d) \sin^2(\theta_x/2)}, \quad (14b) \end{aligned}$$

其中, $\theta_r = \theta$, $\theta_q = \pi - \theta$, $\tan \theta = 4\lambda\sqrt{\omega_a\varepsilon}/(\varepsilon^2 - \omega_a^2)$, 并且 $\gamma_x(-\Lambda_\mu) n_x(-\Lambda_\mu) = \gamma_x(\Lambda_\mu)[1 + n_x(\Lambda_\mu)]$ 满足细致平衡关系. 根据方程 (12) 中的热流定义, 流入 q 热库的热流解析式为

$$\begin{aligned} J_q^{\gamma=0} &= \Lambda_c \sin^2(\theta/2) \gamma_q(\Lambda_c) [(1 + n_q(\Lambda_c)) n_c \\ &\quad - n_q(\Lambda_c)(1 + n_c)] + \Lambda_d \cos^2(\theta/2) \gamma_q(\Lambda_d) \\ &\quad \times [(1 + n_q(\Lambda_d)) n_d - n_q(\Lambda_d)(1 + n_d)]. \quad (15) \end{aligned}$$

当 $\gamma = 1$ 时, 混合量子系统的哈密顿量为方程 (5). 此时, 方程 (11) 给出了相应的非相干跃迁速率. 系统对应的稳恒态为

$$P_{m_A, m_B} = \frac{e^{-\beta_{\text{eff}}^A m_A \Lambda_A}}{1 + n_A} \times \frac{e^{-\beta_{\text{eff}}^B m_B \Lambda_B}}{1 + n_B}, \quad (16)$$

式中, 玻色-爱因斯坦分布函数表示为 $n_\mu = 1/[\exp(\beta_{\text{eff}}^\mu \Lambda_\mu) - 1]$ ($\mu = A, B$), 有效逆温度可通过下列公式获得:

$$\exp(-\beta_{\text{eff}}^A \Lambda_A) = \frac{\gamma_r(\Lambda_A) n_r(\Lambda_A) \cos^2(\theta'/2) (\omega_a/\Lambda_A) + \gamma_q(\Lambda_A) n_q(\Lambda_A) \sin^2(\theta'/2) (\varepsilon/\Lambda_A)}{\gamma_r(-\Lambda_A) n_r(-\Lambda_A) \cos^2(\theta'/2) (\omega_a/\Lambda_A) + \gamma_q(-\Lambda_A) n_q(-\Lambda_A) \sin^2(\theta'/2) (\varepsilon/\Lambda_A)}, \quad (17a)$$

$$\exp(-\beta_{\text{eff}}^B \Lambda_B) = \frac{\gamma_r(\Lambda_B) n_r(\Lambda_B) \sin^2(\theta'/2) (\omega_a/\Lambda_B) + \gamma_q(\Lambda_B) n_q(\Lambda_B) \cos^2(\theta'/2) (\varepsilon/\Lambda_B)}{\gamma_r(-\Lambda_B) n_r(-\Lambda_B) \sin^2(\theta'/2) (\omega_a/\Lambda_B) + \gamma_q(-\Lambda_B) n_q(-\Lambda_B) \cos^2(\theta'/2) (\varepsilon/\Lambda_B)}, \quad (17b)$$

其中 $\tan \theta' = 4\lambda\sqrt{\omega_a\varepsilon}/(\varepsilon^2 - \omega_a^2)$. 因此, 进入 q 热库中的热流为

$$J_q^{\gamma=1} = \varepsilon \left\{ \sin^2 \frac{\theta'}{2} \gamma_q(\Lambda_A) [(1 + n_q(\Lambda_A)) n_A - n_q(\Lambda_A)(1 + n_A)] + \cos^2 \frac{\theta'}{2} \gamma_q(\Lambda_B) [(1 + n_q(\Lambda_B)) n_B - n_q(\Lambda_B)(1 + n_B)] \right\}. \quad (18)$$

图 3(a) 描述了非平衡耦合谐振子模型在不同各向异性系数下的不同耦合强度对稳态热流的影响. J_q 在弱耦合下几乎不随各向异性系数变化. 这表明微观跃迁过程由耦合谐振子模型的旋转波项 $\lambda(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a})$ 主导. 而在强耦合下, 反旋转波项开始发挥重要作用. 尤其在大的各向异性系数下, 光子-量子比特强耦合将显著抑制热流. 这与有限尺寸各向异性 Dicke 模型下的结果是一致的. 图 3(b) 表明, 当耦合谐振子处于适度耦合强度下, 热流则会随着各向异性系数 γ 的增大而增强. 此外, 基于方程 (15) 和方程 (18) 发现热流在 $\gamma = 0$ 和 $\gamma = 1$ 下都呈现出共隧穿的输运特点. 这些热流解还描述了有限尺寸各向异性 Dicke 模型中比特数趋于无穷时的热流上限. 因此, 各向异性光子-量子比特强耦合可以有效地调制热流的行为. 非平衡耦合谐振子模型则可以提供有限尺寸各向异性 Dicke 模型在热力学极限下的物理图像.

3.2 热整流

热整流被广泛认为是表征非平衡热器件的关键效应之一^[62]. 与电子器件类似, 热器件也展示出基于双端设置系统的非互易特性. 热整流效应刻画沿某一方向流动的热流与仅通过交换两个热库温度所得到的反向热流的差异程度. 这种热整流描述最初由 Li 等^[63,64] 在经典非线性谐振子晶格中提出. 热整流因子可由下式表示:

$$\mathcal{R} = \frac{|J_q(\Delta T) + J_q(-\Delta T)|}{\max\{|J_q(\Delta T)|, |J_q(-\Delta T)|\}}, \quad (19)$$

式中 $J_q(\pm\Delta T)$ 表示在 $T_r = T_0 + \Delta T/2$ 和 $T_q = T_0 - \Delta T/2$ 的偏置条件下的热流. 当非平衡量子系统具有互易性 $J_q(\Delta T) = -J_q(-\Delta T)$ 时, 整流因子 $\mathcal{R}$ 趋近于 0. 相反, 当 $\mathcal{R}$ 趋近于 1 时, 量子系统表现出高度非互易性 $|J_q(\Delta T)| \gg |J_q(-\Delta T)|$.

通过 (19) 式可以发现, 热整流系数与温差关系密切. 这里首先研究了温度偏差 ΔT 和光子-量子比特耦合强度 λ 对整流因子 $\mathcal{R}$ 的影响. 图 4(a)—(c) 展示了不同各向异性系数下的整流因子结果. 可以看出, 温度偏差的增强会使整流因子 $\mathcal{R}$ 单调增加. γ 趋于 1 时, $\mathcal{R}$ 最大值靠近 0.5. 而光子-量子比特耦合强度的增加则会导致 $\mathcal{R}$ 呈现非单调行为. $\mathcal{R}$ 在弱和适度耦合处均出现优化峰值. 这两个峰值之间有一个趋于 0 的尖锐谷值. 此时, 热流呈现出互易特征. 此外, 较大的各向异性系数会在适度光子-量子比特耦合下使 $\mathcal{R}$ 显著提升 (例如图 4(c) 中的 $\mathcal{R}$ 最大值约为 0.45). 随后还研究了 $\mathcal{R}$ 的最大值随着光子-量子比特耦合强度和各向异性系数变化的情况. 图 4(d)—(f) 展示了不同量子比特数量下整流因子的行为. 通过调制较大的各向异性系数, 发现 $\max_{\Delta T}\{\mathcal{R}\}$ 在适度和强耦合区域内出现两个最大峰值, 其中极值均逼近 0.5. 因此, 较大的温度偏差、较大的各向异性系数以及非弱光子-量子比特耦合有助于实现显著的热整流效应.

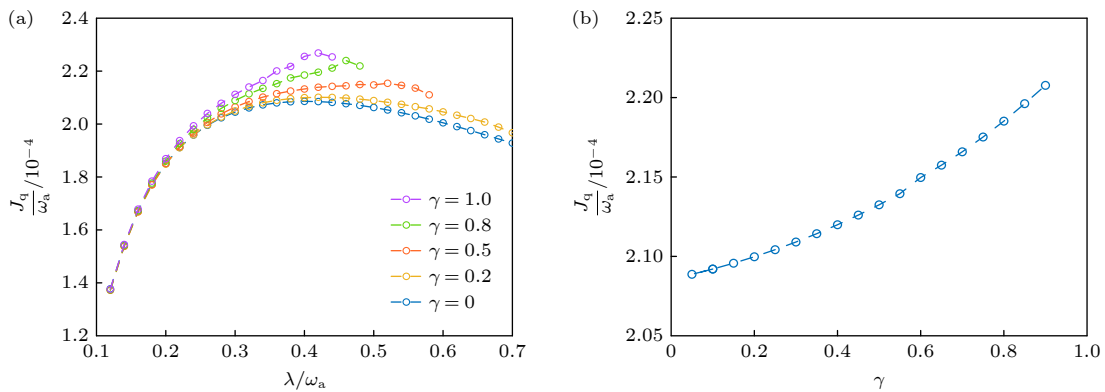


图 3 (a) 非平衡耦合谐振子中热流在各向异性系数下的行为; (b) 各向异性系数在 $\lambda/\omega_a = 0.4$ 时对热流的影响. 其他系统参数为 $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$, $\omega_c = 20\omega_a$, $\alpha_r = \alpha_q = 0.001\omega_a$, $T_r = 1.2\omega_a$ 和 $T_q = 0.6\omega_a$.

Fig. 3. (a) Steady-state heat flow of the nonequilibrium two-coupled-oscillator model by tuning the qubit-photon interaction strength with various anisotropic factors; (b) the influence of anisotropic factor on the heat flow at $\lambda/\omega_a = 0.4$. Other system parameters are given by $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$, $\omega_c = 20\omega_a$, $\alpha_r = \alpha_q = 0.001\omega_a$, $T_r = 1.2\omega_a$, and $T_q = 0.6\omega_a$.

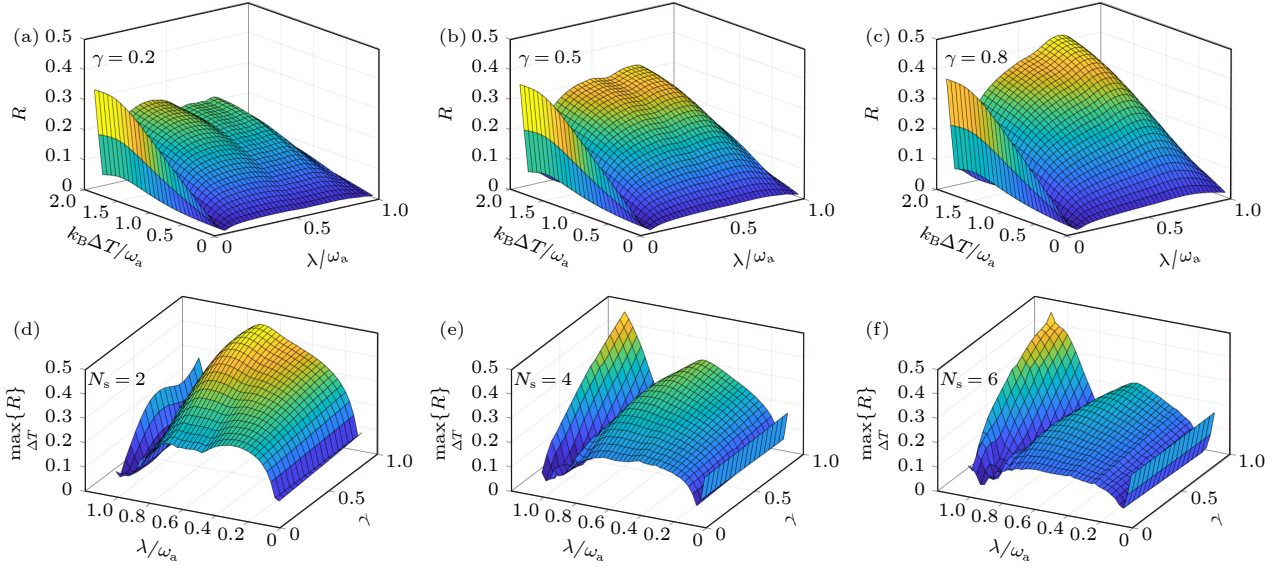


图4 $N_s = 2$ 时, (a) $\gamma = 0.2$, (b) $\gamma = 0.5$ 和 (c) $\gamma = 0.8$ 下量子比特-光子耦合强度 λ 和温度偏差 ΔT 对热整流因子 $\mathcal{R}$ 的影响. $T_r = T_0 + \Delta T/2$, $T_q = T_0 - \Delta T/2$ 且 $T_0 = \omega_a$. 在 (d) $N_s = 2$, (e) $N_s = 4$ 和 (f) $N_s = 6$ 下 $\mathcal{R}$ 的最大值与 λ 和 γ 的关系. 其他系统参数为 $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$, $\omega_c = 20\omega_a$ 和 $\alpha_r = \alpha_q = 0.001\omega_a$.

Fig. 4. Thermal rectification factor $\mathcal{R}$ by tuning qubit-photon coupling strength λ and temperature bias ΔT ($T_r = T_0 + \Delta T/2$, $T_q = T_0 - \Delta T/2$, and $T_0 = \omega_a$) with $N_s = 2$ at (a) $\gamma = 0.2$, (b) $\gamma = 0.5$, and (c) $\gamma = 0.8$. Maximal value of $\mathcal{R}$ by searching over the temperature bias as a function of λ and γ with (d) $N_s = 2$, (e) $N_s = 4$, and (f) $N_s = 6$. Other system parameters are given by $\omega_a = 1$, $\varepsilon = 0.8\omega_a$, $\omega_c = 20\omega_a$, and $\alpha_r = \alpha_q = 0.001\omega_a$.

4 结 论

本文基于量子缀饰态主方程研究了非平衡各向异性 Dicke 模型中的量子热流行为及其热整流效应. 通过在 Dicke 模型的本征图像中引入量子缀饰态主方程, 合理处理了光子-量子比特强耦合. 文中着重研究了有限量子比特数下光子-量子比特耦合强度和各向异性系数对稳恒态热流的影响. 结果表明, 各向异性光子-量子比特强耦合会抑制各向异性 Dicke 模型的热流; 而适度耦合强度下各向异性相互作用则会增强热流行为. 且量子比特数量的增加会放大光子-量子比特强耦合下的热流信号. 因此, 各向异性光子-量子比特相互作用能显著调制热流行为. 此外, 基于热力学极限近似下的耦合谐振子模型, 解析得到 $\gamma = 0$ 和 $\gamma = 1$ 时的热流表达式. 这两个解析表达式表明对应的热流呈现共隧穿的输运图像, 并为有限尺寸下各向异性 Dicke 模型的热流提供了理论上限. 随后还研究了热整流效应, 发现大温度偏差、大各向异性系数和非弱的光子-量子比特耦合可以实现显著的热整流效应. 本研究为各向异性光-物质相互作用系统的非平衡热能输运和量子热器件效应的调控提供了理论基础.

附录 A 玻色算符的本征模式

基于方程 (3) 中的 $\hat{H}'_s$, 可以得到动态玻色算符

$$d\hat{a}^\dagger/dt = i(\omega_a\hat{a}^\dagger + \lambda\hat{b}^\dagger + \lambda\gamma\hat{b}), \quad (\text{A1a})$$

$$d\hat{a}/dt = -i(\omega_a\hat{a} + \lambda\hat{b} + \lambda\gamma\hat{b}^\dagger), \quad (\text{A1b})$$

$$d\hat{b}^\dagger/dt = i(\varepsilon\hat{b}^\dagger + \lambda\hat{a}^\dagger + \lambda\gamma\hat{a}), \quad (\text{A1c})$$

$$d\hat{b}/dt = -i(\varepsilon\hat{b} + \lambda\hat{a} + \lambda\gamma\hat{a}^\dagger). \quad (\text{A1d})$$

如果定义 $\mathbf{O} = [\hat{a}^\dagger; \hat{b}^\dagger; \hat{a}; \hat{b}]$, 则动态方程可表示为 $d\mathbf{O}/dt = i\mathbf{H}\mathbf{O}$. 其中演化矩阵 $\mathbf{H}$ 的分块形式为 $\mathbf{H} = [\mathbf{A}, \mathbf{B}; -\mathbf{B}, -\mathbf{A}]$, 矩阵 $\mathbf{A} = [\omega_a, \lambda; \lambda, \varepsilon]$, 矩阵 $\mathbf{B} = [0, \lambda\gamma; \lambda\gamma, 0]$. 有趣的是, $\mathbf{H}$ 的本征值总是成对出现. 例如, 若 $\mathbf{H}[u, v]^T = \Lambda[u, v]^T$ ($\Lambda > 0$), 则直接可得 $\mathbf{H}[v, u]^T = -\Lambda[v, u]^T$. 通过动力学分析, $\mathbf{H}$ 的两个正实数本征值 $\Lambda_\pm$ 即为 $\hat{H}_s$ 的本征模, 可将 $\hat{H}_s$ 表示为 $\hat{H}_s = \Lambda_+ \hat{c}^\dagger \hat{c} + \Lambda_- \hat{d}^\dagger \hat{d}$, 其中 $\hat{c}^\dagger = [u_+, v_+] \mathbf{O}$, $\hat{d}^\dagger = [u_-, v_-] \mathbf{O}$.

参考文献

- [1] Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roc J, Grynberg G 1998 *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications* (New Jersey: Wiley-VCH) pp15-19
- [2] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) pp193-219
- [3] Haroche S, Brune M, Raimond J M 2020 *Nat. Phys.* **16** 243
- [4] Kurizki G, Bertet P, Kubo Y, Molmer K, Petrosyan D, Rabl

- P, Schmiedmayer J 2015 *PNAS* **112** 3866
- [5] Gonzalez-Tudela A, Reiserer A, Garcia-Ripoll J J, Garcia-Vidal F J 2024 *Nat. Rev. Phys.* **6** 166
- [6] Ronzani A, Karimi B, Senior J, Chang Y C, Peltonen J T, Chen C D, Pekola J P 2018 *Nat. Phys.* **14** 991
- [7] Pekola J P, Karimi B 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 041001
- [8] Jaynes E T, Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
- [9] Greentree A D, Koch J, Larson J 2013 *J. Phys. B* **46** 220201
- [10] Blais A, Girvin S M, Oliver W D 2020 *Nat. Phys.* **16** 247
- [11] Blais A, Grimsmo A L, Girvin S M, Wallraff A 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 025005
- [12] Petersson K D, McFaul L W, Schroer M D, Jung M, Taylor J M, Houck A A, Petta J R 2012 *Nature* **490** 380
- [13] Lin T, Li H O, Cao G, Guo G P 2023 *Chin. Phys. B* **32** 070307
- [14] Jaako T, Garcia-Ripoll J J, Rabl P 2020 *Adv. Quantum Technol.* **3** 1900125
- [15] Cai M L, Liu Z D, Zhao W D, Wu Y K, Mei Q X, Jiang Y, He L, Zhang X, Zhou Z C, Duan L M 2021 *Nat. Commun.* **12** 1126
- [16] Rabi I I 1936 *Phys. Rev.* **49** 324
- [17] Rabi I I 1937 *Phys. Rev.* **51** 652
- [18] Braak D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 100401
- [19] Braak D, Chen Q H, Batchelor M T, Solano E 2016 *J. Phys. A* **49** 300301
- [20] Xie Q T, Cui S, Cao J P, Amico L, Fan H 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021046
- [21] Lyu G T, Kottmann K, Plenio M B, Myung-Joong H 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 033075
- [22] Lu J H, Ning W, Zhu X, Wu F, Shen L T, Yang Z B, Zheng S B 2022 *Phys. Rev. A* **106** 062616
- [23] Zhu X, Lu J H, Ning W, Wu F, Shen L T, Yang Z B, Zheng S B 2023 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **66** 250313
- [24] Chen Z H, Che H X, Chen Z K, Wang C, Ren J 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 013152
- [25] Ye T, Wang C, Chen Q H 2023 *Physica A* **609** 128364
- [26] Ye T, Wang C, Chen Q H 2024 *Opt. Express* **32** 33483
- [27] Zhang Y Y, Chen X Y 2017 *Phys. Rev. A* **96** 063821
- [28] Dicke R H 1954 *Phys. Rev.* **93** 99
- [29] Kirton P, Roses M M, Keeling J, Dalla Torre E G 2019 *Adv. Quantum Technol.* **2** 1970013
- [30] Emary C, Brandes T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 044101
- [31] Lambert N, Emary C, Brandes T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 073602
- [32] Yu L X, Liang Q F, Wang L R, Zhu S Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 134204 (in Chinese) [俞立先, 梁奇峰, 汪丽蓉, 朱士群 2014 物理学报 **63** 134204]
- [33] Zhao X Q, Zhang W H, Wang H M 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 160302 (in Chinese) [赵秀琴, 张文慧, 王红梅 2024 物理学报 **73** 160302]
- [34] Gyhm J Y, Safranek D, Rosa D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 140501
- [35] Dou F Q, Lu Y Q, Wang Y J, Sun J A 2022 *Phys. Rev. A* **106** 032212
- [36] Huang B Y, He Z, Chen Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 180301 (in Chinese) [黄彬源, 贺志, 陈雨 2023 物理学报 **72** 180301]
- [37] Seidov S S, Mukhin S I 2024 *Phys. Rev. A* **109** 022210
- [38] Weiss U 1999 *Quantum Dissipative Systems* (Singapore: World Scientific) pp250, 251
- [39] Chiacchio I E I R, Nunnenkamp A, Brunelli M 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 113602
- [40] Mivehvar F 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 073602
- [41] Vivek G, Mondal D, Chakraborty S, Sinha S 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 113404
- [42] Gong Z P, Hamazaki R, Ueda M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 040404
- [43] Jager S B, Giesen J M, Schneider I, Eggert S 2024 *Phys. Rev. A* **110** L010202
- [44] Kirton P, Keeling J 2018 *New J. Phys.* **20** 015009
- [45] Strashko A, Kirton P, Keeling J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 193601
- [46] Das P, Bhakuni D S, Sharma A 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043706
- [47] Chen X Y, Zhang Y Y, Chen Q H, Lin H Q 2024 *Phys. Rev. A* **110** 063722
- [48] Buijsman I W, Gritsev V, Sprik R 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 080601
- [49] Zhu X, Lu J H, Ning W, Shen L T, Wu F, Yang Z B 2024 *Phys. Rev. A* **109** 052621
- [50] Senior J, Gubaydullin A, Karimi B, Peltonen J T, Ankerhold J, Pekola J P 2020 *Commun. Phys.* **3** 40
- [51] Gubaydullin A, Thomas G, Golubev D S, Lvov D, Peltonen J T, Pekola J P 2022 *Nat. Commun.* **13** 1552
- [52] Liu Y Q, Yang Y J, Yu C S, 2023 *Phys. Rev. E* **107** 044121
- [53] Zhao X D, Xing Y, Cao J, Liu S T, Cui W X, Wang H F, 2023 *npj Quantum Inf.* **9** 59
- [54] Lu J C, Wang R Q, Ren J, Kulkarni M, Jiang J H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 035129
- [55] Majland M, Christensen K S, Zinner N T 2020 *Phys. Rev. B* **101** 184510
- [56] Wang C, Chen H, Liao J Q 2021 *Phys. Rev. A* **104** 033701
- [57] Andolina G M, Erdman P A, Noe F, Pekola J, Schiro M 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 043128
- [58] Beaudoin F, Gambetta J M, Blais A 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043832
- [59] Altintas F, Eryigit R 2013 *Phys. Rev. A* **87** 022124
- [60] Le Boite A 2020 *Adv. Quantum Technol.* **3** 1900140
- [61] Emary C, Brandes T 2003 *Phys. Rev. E* **67** 066203
- [62] Li N B, Ren J, Wang L, Zhang G, Hanggi P, Li B 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1045
- [63] Li B, Wang L, Casati G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 184301
- [64] Zhang L F, Yan Y H, Wu C Q, Wang J S, Li B W 2009 *Phys. Rev. B* **80** 172301

Quantum heat transport in nonequilibrium anisotropic Dicke model^{*}

KONG Junran MAO Mang LIU Huan WANG Chen[†]

(*Department of Physics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China*)

(Received 28 July 2025; revised manuscript received 14 August 2025)

Abstract

Nonequilibrium heat transport and quantum thermodynamics in quantum light-matter interacting systems have received increasing attention. Consequently, quantum thermal devices, such as heat valve and head diode, have been realized. Recently, it has been discovered that the anisotropic light-matter interactions can greatly modify the eigenvalues and corresponding eigenvectors of hybrid quantum systems, leading to nontrivial quantum phase transitions, quantum metrology, and nonclassicality of photons. To explore the influences of anisotropic light-matter interactions on quantum transport, we investigate heat flow in the nonequilibrium anisotropic Dicke model. In this model, an ensemble of qubits collectively interacts with an anisotropic photon field. Moreover, each component interacts with bosonic thermal reservoirs. The quantum dressed master equation (DME) is included to properly study dissipative dynamics of the anisotropic Dicke model. Within the eigenbasis of the reduced anisotropic Dicke system, the strong qubit-photon couplings can be properly handled. Our results demonstrate that anisotropic qubit-photon interactions are crucial for modulating steady-state heat flow. In particular, it is found that under strong coupling the heat flow is dramatically suppressed by a large anisotropic qubit-photon factor. While under moderate coupling, the anisotropic qubit-photon interactions enhance the heat flow. Moreover, the increase in the number of qubits amplifies the flow characteristics, with the peaks increasing and the valleys decreasing. Besides, we derive two analytical expressions of heat flows in the thermodynamic limit approximation with limiting anisotropic factors. These heat currents exhibit the cotunneling heat transport pictures. They also serve as the upper boundaries for the heat flows in the anisotropic Dicke model with finite qubit numbers. We also analyze the thermal rectification effect in the anisotropic Dicke model. It is found that a large temperature bias, a large anisotropic qubit-photon factor, and nonweak qubit-photon coupling are helpful in achieving the giant thermal rectification factor. We hope that these results can deepen the understanding of quantum heat transport in the anisotropic quantum light-matter interacting systems.

Keywords: quantum light-matter interaction, quantum transport, open quantum system

PACS: 42.50.Ct, 05.60.Gg, 03.65.Yz

DOI: [10.7498/aps.74.20251007](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251007)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251007](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251007)

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LZ25A050001).

[†] Corresponding author. E-mail: wangchen@zjnu.cn



非平衡各向异性Dicke模型中的量子热能输运

孔俊然 毛镔 刘焕 王晨

Quantum heat transport in nonequilibrium anisotropic Dicke model

KONG Junran MAO Mang LIU Huan WANG Chen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 214201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251007

CSTR: 32037.14.aps.74.20251007

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251007>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双层硼烯纳米带的量子输运研究

Quantum transport properties of bilayer borophene nanoribbons

物理学报. 2022, 71(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221304>

基于一维电子体系的超导复合器件和量子输运研究

Research on hybrid superconducting devices and quantum transport based on one-dimensional electronic systems

物理学报. 2025, 74(7): 077401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241672>

开放式法布里-珀罗光学微腔中光与单量子系统的相互作用

Interaction between light and single quantum-emitter in open Fabry-Perot microcavity

物理学报. 2022, 71(6): 060201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211970>

基于量子Fisher信息的耗散相互作用光-物质耦合常数的估计

Estimation of light-matter coupling constant under dispersive interaction based on quantum Fisher information

物理学报. 2022, 71(9): 090601 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212029>

石墨烯p-n结在磁场中的电输运热耗散

Thermal dissipation of electric transport in graphene p-n junctions in magnetic field

物理学报. 2022, 71(12): 127203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220029>

线缺陷石墨烯纳米带的电输运研究

Electron transport in graphene nanoribbons with line defects

物理学报. 2023, 72(15): 157301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230502>