

巨腔系统中的光子屏蔽*

朱明杰 赵微 王治海†

(东北师范大学物理学院, 量子科学中心, 长春 130024)

(2023年1月10日收到; 2023年2月23日收到修改稿)

随着巨原子研究的展开, 量子干涉效应的应用逐步广泛. 基于量子干涉效应, 利用海森伯-郎之万方程, 研究了巨腔与波导耦合系统的相位调控, 打破了传统小原子与波导耦合体系中偶极近似的限制. 研究表明, 通过给系统外加一对相位差为 ϕ 的驱动, 在三腔系统中, 当系统达到稳态时, 腔阵列波导的中间腔与单模巨腔内的光子数可以实现双向屏蔽. 将研究拓展至多腔系统中时, 可在不同条件下分别实现巨腔与耦合腔阵列波导的单向和双向屏蔽. 基于量子干涉效应的光子调控, 该系统可以实现腔的光子数为 0, 希望在量子器件设计和量子信息处理等领域实现新应用.

关键词: 单模巨腔, 耦合腔阵列, 暗腔屏蔽, 相位调控

PACS: 42.50.Pq, 42.82.Et, 42.50.-p, 03.65.Yz

DOI: 10.7498/aps.72.20230049

1 引言

通常在处理原子和电磁场相互作用时, 由于原子尺寸远小于电磁场的波长^[1-4], 因此会利用偶极近似将原子近似成一个点^[5]. 但当原子尺寸和其相互作用的波长可比拟时^[6], 原子不能近似成一个点, 原子和电磁场相互作用可以有多个耦合点^[6-8], 这类原子称为巨原子. 巨原子与小原子相比, 能产生小原子系统中不能存在的现象, 如多点耦合产生干涉效应^[9]、非马尔科夫效应等. 2014年, Gustafsson等^[10]通过实验实现了基于插指换能器 (IDT) 的 transmom 与表面声波 (SAWs) 直接耦合, 自此物理学家开始了对巨原子的研究. 同年, Kockum等^[7]通过多能级原子与环境的多点耦合理论模型发现原子的弛豫速率和兰姆位移对原子的跃迁频率有强烈的依赖性. 同时引入了一个时间尺度, 即光子在耦合点之间的传输时间^[7], 利用弛豫时间与传输时间的大小区分马尔科夫区域和非马尔科夫区域.

2017年, Guo等^[11]证明巨原子是一个具有确定时间延迟效应的量子系统. 2018年, Kockum等^[12]将多个巨原子耦合到一维波导上, 发现巨原子通过波导存在相互作用但无退相干. 2020年, Kannan等^[13]完成了通过多个分离的小原子实现一个巨原子的实验. 2021年, Vadiraj等^[14]提出利用 transmom 多点耦合到微波上形成巨原子的理论, 证明系统存在电磁诱导透明. 这些工作表明, 光与物质之间的非局域耦合将带来传统的偶极近似耦合下所不存在的一系列新原理和新现象, 并在量子信息处理中有新的应用.

基于波导和耦合腔阵列研究光子的相干控制在量子信息处理及光电器件中具有重要应用^[15-18], 如包括远距离调制的控制单光子运输^[19-24]、量子路由器^[25,26]、量子频率转换器^[27]以及调控电磁诱导透明^[28-31]等. 谐振腔是量子光学应用中的一个重要器件^[32], 能对光子进行捕获和释放^[33]. 实验上已经能够设计出耦合腔阵列结构^[34,35], 并且可以通过外加驱动场精确地控制每个腔中原子与腔场之

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFE0193500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangzh761@nenu.edu.cn

间的耦合. 近年来, 基于量子干涉效应研究耦合腔阵列中稳态时的平均光子数逐渐引起人们的兴趣^[36–39]. 已有研究表明, 两个腔耦合所组成的光学分子结构中的利用相位调控^[38]发现腔在稳态下的平均光子数可以是0, 即形成暗腔. 通过调节相位, 暗腔可以从一个腔转移到另一个腔. 在三个腔耦合形成三聚体结构中^[39], 通过调节相位差出现奇数腔与偶数腔交替变亮和变暗的闪光现象.

本文将研究非局域耦合的波导量子电动力学系统中的相位调控. 与巨原子系统不同, 我们将考虑一个巨腔系统与耦合腔阵列波导之间的相互作用. 这里, 巨腔与巨原子既有相同之处, 也有不同之处. 相同之处在于它们都能与波导中不相邻的两个或多个腔同时耦合, 从而使得外加驱动场的相位和光子在耦合点间传输积累的相位联合调制光子的分布. 不同之处在于巨原子一般为二能级系统或三能级系统, 是典型的非线性系统, 而巨腔可以用简单的 LC 电路来实现, 通常被描述成谐振子系统, 因此是能级等间距分布的线性系统. 本文将基于巨腔系统, 研究相位调制下的光子在波导中展现出来的闪光和屏蔽现象. 基于处理简单的线性系统, 本文将揭示普遍的物理规律, 为进一步非线性巨原子系统中的相位调控奠定基础.

2 模型及其数值解

考虑如图 1 所示的模型, 该模型由三个线性单模腔耦合在一起, 在三个腔的两侧再耦合一个单模巨腔. 在两侧腔外加一对相位差为 ϕ 、频率为 ω_d 、强度为 λ 的经典驱动. 系统在旋转框架下的哈密顿量 ($\hbar = 1$) 为

$$\begin{aligned} H = & \Delta_{-1} a_{-1}^\dagger a_{-1} + \Delta_0 a_0^\dagger a_0 + \Delta_1 a_1^\dagger a_1 + \Delta_b b^\dagger b \\ & + J(a_{-1}^\dagger a_0 + a_0^\dagger a_1 + \text{H.C.}) \\ & + J_0(a_{-1}^\dagger b + a_1^\dagger b + \text{H.C.}) \\ & + |\lambda|(a_{-1} e^{i\phi} + a_1 + \text{H.C.}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\Delta_i = \omega_i - \omega_d$ ($i = -1, 0, 1, b$) 是腔与驱动场的失谐, a_i 是波导中第 i 个腔的湮灭算符, J 是腔阵列波导中相邻腔之间的耦合强度. b 是图 1 中上边的腔中的光子湮灭算符, 可以看出, 它与下边耦合腔阵列中的不相邻的两个腔耦合. 与巨原子系统类似, 本文把这种与波导非局域耦合的腔称为“巨腔”. J_0 是巨腔与腔阵列波导的耦合强度. 系统的海森伯-郎之万方程为

$$\dot{a}_{-1} = -\left(i\Delta_{-1} + \frac{\gamma_{-1}}{2}\right)a_{-1} - iJa_0 - iJ_0b - i\lambda e^{-i\phi}, \quad (2)$$

$$\dot{a}_0 = -\left(i\Delta_0 + \frac{\gamma_0}{2}\right)a_0 - iJa_{-1} - iJa_1, \quad (3)$$

$$\dot{a}_1 = -\left(i\Delta_1 + \frac{\gamma_1}{2}\right)a_1 - iJa_0 - iJ_0b - i\lambda, \quad (4)$$

$$\dot{b} = -\left(i\Delta_b + \frac{\gamma_b}{2}\right)b - iJ_0a_{-1} - iJ_0a_1, \quad (5)$$

其中 γ_i 和 γ_b 是外界环境与波导中第 i 个腔以及巨腔耦合导致的耗散率. 张智明^[40]在《量子光学》教材中基于系统-环境耦合的哈密顿量给出了严格的推导, 这里直接利用最终的海森伯-郎之万方程形式. 当 $\Delta_{-1} = \Delta_1 = \Delta$, $\gamma_{-1} = \gamma_1 = \gamma$, 考虑系统在稳态时, 平均值的解为

$$\langle a_{-1} \rangle = \frac{2\lambda[(A - B)e^{-i\phi} - A]}{(2\Delta - i\gamma)(B - 2A)}, \quad (6)$$

$$\langle a_0 \rangle = \frac{4\lambda J(2\Delta_b - i\gamma_b)(1 + e^{-i\phi})}{B - 2A}, \quad (7)$$

$$\langle a_1 \rangle = \frac{2\lambda[(A - B) - Ae^{-i\phi}]}{(2\Delta - i\gamma)(B - 2A)}, \quad (8)$$

$$\langle b \rangle = \frac{4\lambda J_0(2\Delta_0 - i\gamma_0)(1 + e^{-i\phi})}{B - 2A}, \quad (9)$$

其中,

$$A = 4J_0^2(2\Delta_0 - i\gamma_0) + 4J^2(2\Delta_b - i\gamma_b),$$

$$B = (2\Delta - i\gamma)(2\Delta_0 - i\gamma_0)(2\Delta_b - i\gamma_b).$$

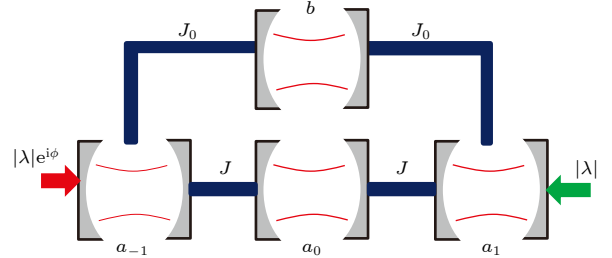


图 1 系统模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of system model.

通过系统的稳态值, 由 (6) 式可得当 $e^{i\phi} = 1 - B/A$ 时, a_{-1} 腔为暗腔, 即平均光子数为 0. 同理, 由 (8) 式可得, 当 $e^{-i\phi} = 1 - B/A$ 时, a_1 腔为暗腔. 由 $|e^{i\phi}|^2 = |1 - B/A|^2$ 可得 a_{-1} 腔和 a_1 腔为暗腔的条件为

$$\begin{aligned} & [8J^2(\gamma\gamma_0 - 4\Delta\Delta_0) \\ & + (4\Delta^2 + \gamma^2)(4\Delta_0^2 + \gamma_0^2)](4\Delta_b^2 + \gamma_b^2) \\ & = 8J_0^2[(4\Delta_0^2 + \gamma_0^2)(4\Delta\Delta_b - \gamma\gamma_b)], \end{aligned} \quad (10)$$

在此条件下, 调节 ϕ 的值, 可以实现暗腔在 a_1 和 a_{-1}

之间转移. 同时, 由系统的稳态值 (7) 式和 (9) 式可知, 在 $\phi = \pi$ 时, a_0 与 b 腔可以同时形成暗腔.

由暗腔条件, 取 $\lambda = \gamma$, $J = \gamma$, $\Delta = \Delta_0 = \Delta_b = \gamma$, $\gamma_b = \gamma_0 = \gamma$, 可得 $J_0 = \gamma/(2\sqrt{6})$. 由稳态值得得系统的平均光子数随相位差的变化如图 2 所示. 暗腔条件下, 各个腔都可成为暗腔, 同时通过对相位的调控能够实现暗腔的转移, 如图 2(a) 所示. 从物理机制上来说, 暗腔来源于干涉效应. 两侧的驱动场向系统提供光子, 光子相向传播, 在特定的格点位置以及相应的相位下相消干涉, 成为暗腔.

为便于讨论, 我们定义失谐和耗散同时为零的腔为理想腔. 如 $\Delta_b = \gamma_b = 0$, 则巨腔为理想腔, 由平均值 (7) 式发现, 此时 a_0 腔的稳态平均光子数 $|\langle a_0 \rangle|^2$ 为 0, 即为暗腔, 见图 2(b). 此时 a_0 腔被 b 腔屏蔽, 即 b 腔为理想腔时, a_0 腔一直处于暗腔状态. 同时, a_{-1} 腔和 a_1 腔同时变化, 并且与 b 腔发生闪光现象, 即当 a_{-1} 腔和 a_1 腔的光子数达到最大值时, b 腔的光子数为最小值 0, 处于暗腔^[39]. 在此条件下, a_0 腔不受相位的影响将一直处于暗腔状态, b 腔、

a_{-1} 腔和 a_1 腔只有在特定的相位下才能成为暗腔.

当 a_0 腔为理想腔时, b 腔将会被屏蔽成为暗腔, 如图 2(d) 所示. 当 a_0 腔的失谐和耗散都为 0 时, b 腔的平均光子数一直为零, 即 b 腔一直处于暗腔状态, 相位不再影响 b 腔状态, 此时 b 腔被 a_0 腔屏蔽. 结合上面的分析, a_0 腔与 b 腔能够实现双向屏蔽, 即 a_0 腔为理想腔时能够屏蔽 b 腔, b 腔为理想腔时能够屏蔽 a_0 腔. 同时, 由图 2(d) 得 a_{-1} 腔和 a_1 腔同时变化, 并且与 a_0 腔发生闪光现象, 即腔阵列中出现闪光现象, 此时 a_{-1} 腔、 a_0 腔和 a_1 腔的状态依然受到相位的影响.

当 a_0 腔与 b 腔都为理想腔时, 如图 2(c) 所示, a_{-1} 腔和 a_1 腔同时变化, a_0 腔与 b 腔同时变化, 且两者明暗交替变化, 即当 a_{-1} 腔和 a_1 腔的平均光子数达到最大值时 a_0 腔与 b 腔的平均光子数为最小值 0, 则腔阵列两侧腔与中间腔和巨腔形成闪光现象. 此时系统在特定的相位下才能成为暗腔并未发生屏蔽, 即只有当中间腔与巨腔其中之一为理想腔时才会使另一方发生屏蔽.

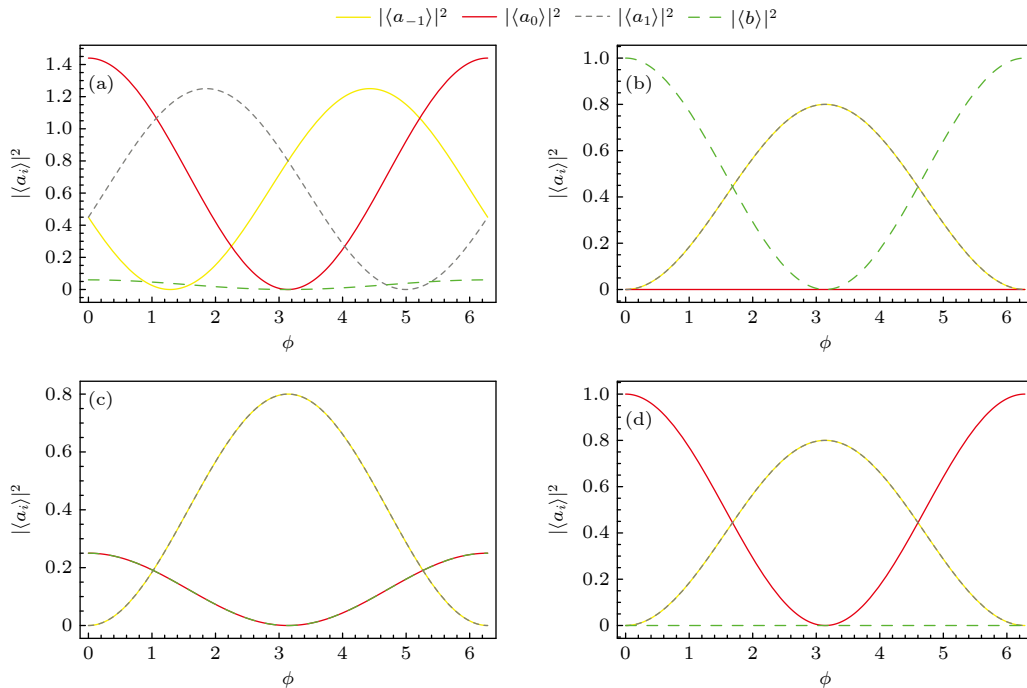


图 2 系统平均光子数随相位差变化图 (a) 由暗腔条件所得图像, $\lambda = J = \Delta = \Delta_0 = \Delta_b = \gamma_b = \gamma_0 = \gamma$, $J_0 = \frac{1}{2\sqrt{6}}\gamma$; (b) b 腔为理想腔, $\lambda = J = J_0 = \Delta = \Delta_0 = \gamma_0 = \gamma$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$; (c) a_0 腔与 b 腔都为理想腔, $\lambda = J = \Delta = J_0 = \gamma = 1$, $\Delta_0 = \gamma_0 = 0$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$; (d) a_0 腔为理想腔, $\lambda = J = J_0 = \Delta = \Delta_b = \gamma_b = \gamma$, $\Delta_0 = \gamma_0 = 0$

Fig. 2. Diagram of system average photon number versus phase difference: (a) Under the dark cavity conditions, $\lambda = J = \Delta = \Delta_0 = \Delta_b = \gamma_b = \gamma_0 = \gamma$, $J_0 = \frac{1}{2\sqrt{6}}\gamma$; (b) b cavity is ideal, $\lambda = J = J_0 = \Delta = \Delta_0 = \gamma_0 = \gamma$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$; (c) b and a_0 cavities are ideal, $\lambda = J = \Delta = J_0 = \gamma = 1$, $\Delta_0 = \gamma_0 = 0$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$; (d) a_0 cavity is ideal, $\lambda = J = J_0 = \Delta = \Delta_b = \gamma_b = \gamma$, $\Delta_0 = \gamma_0 = 0$.

3 多腔系统的拓展

3.1 驱动在两侧

将上述模型拓展至多腔, 系统模型示意图如图3所示. 可以看出, 拓展至多腔, 腔场从 $-N$ 到 N , 共 $2N + 1$ 个腔耦合, 耦合强度为 J , 腔场的频率同为 ω , 若 a_{-j} 腔和 a_j 腔与频率为 ω_b 的单模巨腔 b 耦合, 耦合强度为 J_0 , 则中间腔 (从 a_{-j+1} 腔到 a_{j-1} 腔) 共有 $2j - 1$ 个, 同时在腔阵列的两侧外加一对相位差为 ϕ 、场强为 λ 、频率为 ω_d 的驱动. 则系统的

哈密顿量在旋转框架下为

$$H = \Delta \sum_{i=-N}^N a_i^\dagger a_i + \sum_{i=-N}^{N-1} J(a_i^\dagger a_{i+1} + a_{i+1}^\dagger a_i) + \Delta_b b^\dagger b + J_0(a_{-j}^\dagger b + a_j^\dagger b + \text{H.C.}) + |\lambda|(a_{-N} e^{i\phi} + a_N + \text{H.C.}), \quad (11)$$

其中, $\Delta = \omega - \omega_d$, $\Delta_b = \omega_b - \omega_d$, a_i 为波导中第 i 个腔的湮灭算符, b 为单模巨腔的湮灭算符. 由此可得系统的海森伯-郎之万方程:

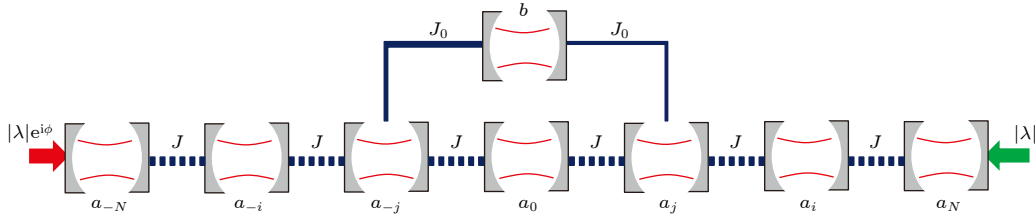


图3 耦合腔阵列为多腔时系统模型示意图

Fig. 3. Schematic diagram of system for coupled resonator array.

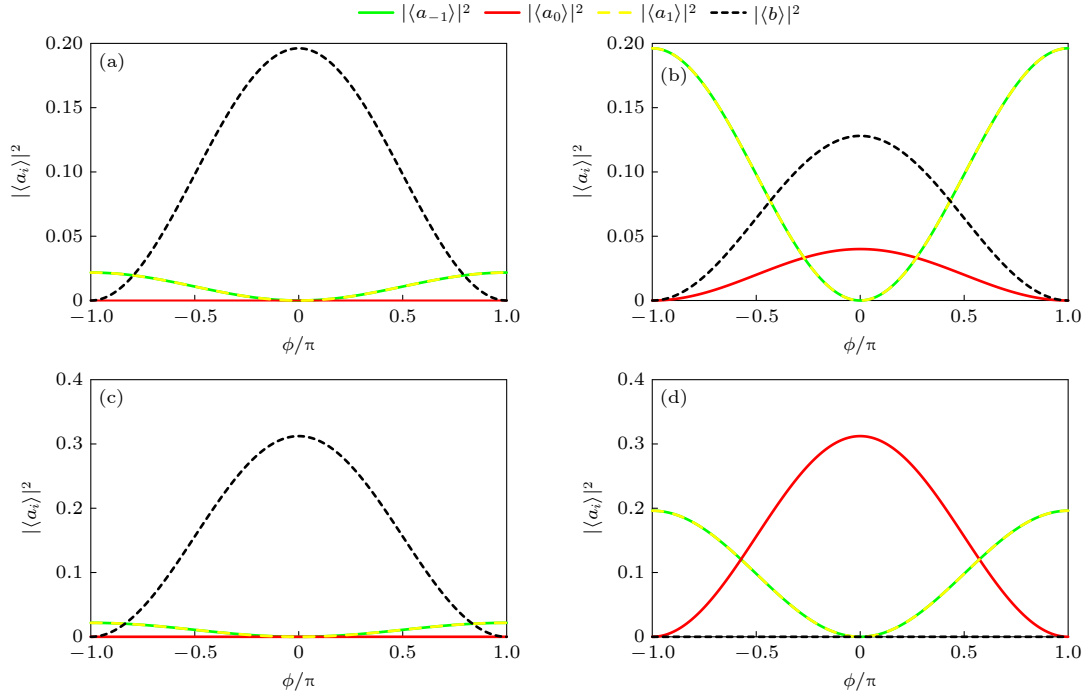


图4 多腔系统平均光子数随相位差变化图 (a) b 腔为理想腔时, $N = 8$, $j = 4$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 1$; (b) 中间腔为理想腔时, $N = 8$, $j = 4$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 1$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 0$; (c) b 腔为理想腔时, $N = 8$, $j = 5$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 1$; (d) 中间腔为理想腔时, $N = 8$, $j = 5$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 1$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 0$

Fig. 4. Diagram of the average photon number changing with phase difference in a multi cavities system: (a) b cavity is ideal, $N = 8$, $j = 4$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 1$; (b) the middle cavities are ideal, $N = 8$, $j = 4$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 1$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 0$; (c) b cavity is ideal, $N = 8$, $j = 5$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 0$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 1$; (d) the middle cavities are ideal, $N = 8$, $j = 5$, $J = J_0 = \lambda = \Delta = \gamma = 1$, $\Delta_b = \gamma_b = 1$, $\Delta_1 = \gamma_1 = 0$.

$$\begin{aligned}
 \dot{a}_{-N} &= -\left(i\Delta + \frac{\gamma}{2}\right)a_{-N} - iJa_{-N+1} - i\lambda e^{-i\phi}, \\
 \dot{a}_{-j} &= -\left(i\Delta + \frac{\gamma}{2}\right)a_{-j} - iJa_{-j+1} \\
 &\quad - iJa_{-j-1} - iJ_0b, \\
 \dot{a}_i &= -\left(i\Delta + \frac{\gamma}{2}\right)a_i - iJa_{i+1} - iJa_{i-1}, \\
 \dot{a}_j &= -\left(i\Delta + \frac{\gamma}{2}\right)a_j - iJa_{j+1} - iJa_{j-1} - J_0b, \\
 \dot{a}_N &= -\left(i\Delta + \frac{\gamma}{2}\right)a_N - iJa_{N-1} - i\lambda, \\
 \dot{b} &= -\left(i\Delta_b + \frac{\gamma_b}{2}\right)b - iJ_0a_j - iJ_0a_{-j},
 \end{aligned} \tag{12}$$

其中 $i \neq \pm j, \pm N$. 令标号为 $-j+1$ 到 $j-1$ 的 $2j-1$ 个中间腔的耗散和失谐同为 Δ_1 和 γ_1 , 标号为 $-j+1$ 的腔为第 1 个中间腔. 数值计算结果见图 4. 当巨腔与波导中 $a_{\pm j}$ 腔耦合时, 若 j 为偶数, 则如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 只有 b 腔为理想腔时能够屏蔽 a_0 腔, 反之中间腔为理想腔时却不能屏蔽 b 腔. 当 j 为奇数时, 数值结果如图 4(c) 和图 4(d) 所示, 当 b 腔为理想腔时将屏蔽 a_0 腔, 同时当中间腔为理想腔时

也能屏蔽 b 腔. 因此, 当 j 为偶数时, 发生单向屏蔽; 当 j 为奇数时, 发生双向屏蔽.

3.2 驱动在 a_{-j} 腔和 a_j 腔

考虑改变驱动的位置对系统的影响, 当驱动在 a_{-j} 腔和 a_j 腔, 其他条件不变时. 此时, 系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned}
 H &= \Delta \sum_{i=-N}^N a_i^\dagger a_i + \sum_{i=-N}^{N-1} J(a_i^\dagger a_{i+1} + a_{i+1}^\dagger a_i) \\
 &\quad + \Delta_b b^\dagger b + J_0(a_{-j}^\dagger b + a_j^\dagger b + \text{H.C.}) \\
 &\quad + |\lambda|(a_{-j} e^{i\phi} + a_j + \text{H.C.}).
 \end{aligned} \tag{13}$$

数值结果如图 5 所示. 当 j 为偶数时, 只有 b 腔为理想腔时可以屏蔽 a_0 腔, 反之中间腔为理想腔时不能屏蔽 b 腔. 当 j 为奇数, 同时 b 腔为理想腔时可以屏蔽 a_0 腔, 中间腔为理想腔时可以屏蔽 b 腔. 即当 j 为偶数时, 发生单向屏蔽; 当 j 为奇数时, 发生双向屏蔽. 驱动在 $a_{\pm j}$ 并没有影响屏蔽现象.

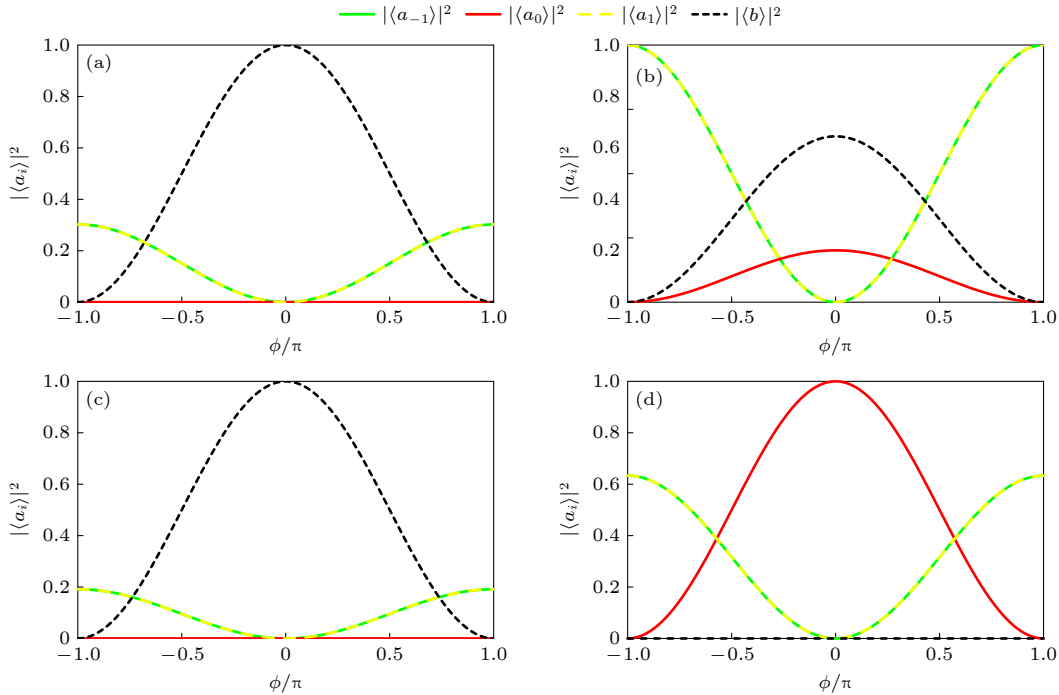


图 5 驱动在 $a_{\pm j}$ 腔系统平均光子数随相位差变化图 (a) b 腔为理想腔时, $N=7, j=2, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=0, \Delta_1=\gamma_1=1$; (b) 中间腔为理想腔时, $N=7, j=2, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=1, \Delta_1=\gamma_1=0$; (c) b 腔为理想腔时, $N=7, j=3, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=0, \Delta_1=\gamma_1=1$; (d) 中间腔为理想腔时, $N=7, j=3, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=1, \Delta_1=\gamma_1=0$

Fig. 5. Diagram of the average photon number changing with phase difference when driving in the $a_{\pm j}$ cavities: (a) b cavity is ideal, $N=7, j=2, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=0, \Delta_1=\gamma_1=1$; (b) the middle cavities are ideal, $N=7, j=2, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=1, \Delta_1=\gamma_1=0$; (c) b cavity is ideal, $N=7, j=3, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=0, \Delta_1=\gamma_1=1$; (d) the middle cavities are ideal, $N=7, j=3, J=J_0=\lambda=\Delta=\gamma=1, \Delta_b=\gamma_b=1, \Delta_1=\gamma_1=0$.

4 结 论

基于量子干涉效应,研究了耦合腔阵列波导与单模巨腔耦合系统的相位调控. 实验上,这些腔都可以由超导传输线腔来实现. 在现有技术下,腔之间的耦合强度 J 和 J_0 都可以达到 100 MHz^[41,42],与腔的耗散在同一个量级. 基于这些实验技术,本文采用的参数都可以实现. 研究发现当巨腔与波导耦合的中间腔个数为 $4n + 1$ (n 为整数) 时波导与巨腔发生双向屏蔽,即巨腔与第 $2n + 1$ 个中间腔的平均光子数可以互相屏蔽成为暗腔;当巨腔与波导耦合的中间腔个数为 $4n + 3$ (n 为整数) 时则仅发生单向屏蔽,即仅发生巨腔可以屏蔽波导中间腔的第 $2n + 2$ 个成为暗腔,而波导不能屏蔽巨腔.

参考文献

- [1] Leibfried D, Blatt R, Monroe C, Wineland D 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 281
- [2] Haroche S 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1083
- [3] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [4] Xiang Z L, Ashhab S, You J Q, Nori F 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 623
- [5] Zhang Z M 2015 *Quantum Optics* (Beijing: Science Press) pp26–28 (in Chinese) [张智明 2015 量子光学 (北京: 科学出版社) 第26–28页]
- [6] Cai Q Y, Jia W Z 2021 *Phys. Rev. A* **104** 033710
- [7] Kockum A F, Delsing P, Johansson G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013837
- [8] Zhao W, Wang Z H 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053855
- [9] Kockum A F 2020 *Internation Symposium on Mathematics, Quantum Theory, and Cryptography* Fukuoka, Japan, September 25–27, 2019 p125
- [10] Gustafsson M V, Aref T, Kockum A F, Ekström M K, Johansson G, Delsing P 2014 *Science* **346** 207
- [11] Guo L Z, Grimsmo A, Kockum A F, Pletyukhov M, Johansson G 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053821
- [12] Kockum A F, Johansson G, Nori F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 140404
- [13] Kannan B, Ruckriegel M J, Campbell D L, Kockum A F, Braumüller J, Kim D K, Kjaergaard M, Krantz P, Melville A, Nizielski B M, Vepsäläinen A, Winik R, Yoder J L, Nori F, Orlando T P, Gustavsson S, Oliver W D 2020 *Nature* **583** 775
- [14] Vadiraj A M, Ask A, McConkey T G, Nsanzineza I, Chang C W S, Kockum A F, Wilson C M 2021 *Phys. Rev. A* **103** 023710
- [15] Zhou L, Yang S, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2009 *Phys. Rev. A* **80** 062109
- [16] Zhou L, Gong Z R, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 100501
- [17] Cheng M T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 117301 (in Chinese) [程木田 2011 物理学报 **60** 117301]
- [18] Witthaut D, Sørensen A S 2010 *New J. Phys.* **12** 043052
- [19] Zang X F, Jiang C 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 065505
- [20] Liao J Q, Gong Z R, Zhou L, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 042304
- [21] Shi Y Q, Kong W L, Wu R C, Zhang W X, Tan L 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054204 (in Chinese) [石永强, 孔维龙, 吴存仁, 张文轩, 谭磊 2017 物理学报 **66** 054204]
- [22] Hai L, Zhang S, Li W Y, Tan L 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 154203 (in Chinese) [海莲, 张莎, 李维银, 谭磊 2017 物理学报 **66** 154203]
- [23] Shen J T, Fan S H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023838
- [24] Qin W, Nori F 2016 *Phys. Rev. A* **93** 032337
- [25] Zhou L, Yang L P, Li Y, Sun C P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 103604
- [26] Du X P, Cao Q, Dang N, Tan L 2021 *Eur. Phys. J. D* **75** 79
- [27] Wang Z H, Zhou L, Li Y, Sun C P 2014 *Phys. Rev. A* **89** 053813
- [28] Lu H L, Du C G 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 214204 (in Chinese) [陆赫林, 杜春光 2016 物理学报 **65** 214204]
- [29] Lei F C, Gao M, Du C G, Jing Q L, Long G L 2015 *Opt. Express* **23** 011508
- [30] Yan X B, Gu K H, Fu C B, Cui C L, Wang R, Wu J H 2014 *Eur. Phys. J. D* **68** 126
- [31] Yan X B, Gu K H, Fu C B, Cui C L, Wu J H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 114201
- [32] Wang Y J, Wang J P, Zhang W H, Li R X, Tian L, Zheng Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 204202 (in Chinese) [王雅君, 王俊萍, 张文慧, 李瑞鑫, 田龙, 郑耀辉 2021 物理学报 **70** 204202]
- [33] Yin Y, Chen Y, Sank D, O'Malley P J J, White T C, Barends R, Kelly J, Lucero E, Mariantoni M, Megrant A, Neill C, Vainsencher A, Wenner J, Korotkov A N, Cleland A N, Martinis J M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 107001
- [34] Meher N, Sivakumar S, Panigrahi P K 2017 *Sci. Rep.* **7** 9251
- [35] Xiong F, Feng X Q, Tan L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044205 (in Chinese) [熊芳, 冯晓强, 谭磊 2016 物理学报 **65** 044205]
- [36] Wang H, Blencowe M P, Armour A D, Rimberg A J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 104503
- [37] Armour A D, Blencowe M P, Brahim E, Rimberg A J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 247001
- [38] Wang Z H, Xu X W, Li Y 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013815
- [39] Cui X Y, Wang Z H, Wu J H 2018 *Commun. Theor. Phys.* **70** 215
- [40] Zhang Z M 2015 *Quantum Optics* (Beijing: Science Press) pp173–177 (in Chinese) [张智明 2015 量子光学 (北京: 科学出版社) 第173–177页]
- [41] Roushan P, Neill C, Tangpanitanon J, Bastidas V M, Megrant A, Barends R, Chen Y, Chen Z, Chiaro B, Martinis J 2017 *Science* **358** 1175
- [42] Ma R, Saxberg B, Owens C, Leung N, Lu Y, Simon J, Schuster D I 2019 *Nature* **566** 51

Photonic shielding in giant resonator system*

Zhu Ming-Jie Zhao Wei Wang Zhi-Hai[†]

(Center for Quantum Sciences, School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024, China)

(Received 10 January 2023; revised manuscript received 23 February 2023)

Abstract

In the traditional quantum optics and waveguide quantum electrodynamics, atom is usually considered as a point like dipole. However, the successful coupling between a superconducting transmon and surface acoustic wave gives birth to a giant atom, which interacts with the waveguide via more than two points. In the giant atom setup, the dipole approximation breaks down the nonlocal light-matter interaction, it brings lots of unconventional quantum effects, which are presented by the phase interference. As a simplification, the giant resonator, which supports equal energy interval, can be regarded as a linear version of the giant atom. Like the giant atom system, the giant resonator is also coupled to the resonator array waveguide via two sites.

According to the quantum interference effect, we study the phase control in giant resonator and the cavities in the waveguide. For a coupled three-resonator system, we reveal the characteristics of the steady state via the Heisenberg-Langevin equations when the driving and dissipation are both present. In such a system, the steady state can be coherently controlled by adjusting the phase difference ϕ between the two classical driving fields. We analytically give the existence condition of dark cavity. The results show that only when the middle cavity and the giant resonator are both ideal, can one realize the flash and shielding. Furthermore, we generalize the above study in three resonator system to the multiple cavity system to investigate the photonic flash and shielding. We find that when the number of the middle resonators is $4n + 1$ ($n \in \mathbf{Z}$), the bidirectional photonic shielding occurs, that is, the giant resonator can shield the middle resonators in the waveguide and vice versa. On the contrary, when there are $4n + 3$ middle resonators in the giant resonator regime, only the directional photonic shielding happens, that is, the giant resonator can shield the waveguide, but the waveguide cannot shield the giant resonator.

The above interesting photonic flash and shielding comes from the quantum interference effect. That is, the driving field injects the photons into the waveguide, and the photons propagate in different directions. In the overlapped regime, the photon carrying different phase undergoes destructive interference and acts as a dark resonator. We hope that the interference based photonic control scheme can be applied to the field of quantum device designing.

Keywords: single mode giant resonator, coupled resonator array, dark resonator shielding, phase control

PACS: 42.50.Pq, 42.82.Et, 42.50.-p, 03.65.Yz

DOI: [10.7498/aps.72.20230049](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230049)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFE0193500).

[†] Corresponding author. E-mail: wangzh761@nenu.edu.cn



巨腔系统中的光子屏蔽

朱明杰 赵微 王治海

Photonic shielding in giant resonator system

Zhu Ming-Jie Zhao Wei Wang Zhi-Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 094202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230049

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230049>

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

光纤环形谐振腔的频率锁定及其特性

Characteristics and control of fiber ring resonator

物理学报. 2019, 68(7): 074204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182296>

光学谐振腔的传输特性

Transmission characteristics of optical resonator

物理学报. 2021, 70(20): 204202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210234>

薄膜与Helmholtz腔耦合结构低频带隙

Low frequency band gaps of Helmholtz resonator coupled with membrane

物理学报. 2019, 68(21): 214208 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190673>

金刚石氮空位色心耦合机械振子和腔场系统中方差压缩研究

Quadrature squeezing of the system consisting of nitrogen-vacancy centers in diamond coupled to cavity field and mechanical resonator

物理学报. 2018, 67(4): 040302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172170>

基于四盘形谐振腔耦合波导的三波段等离子体诱导透明效应

Three-band plasmon induced transparency effect based on four-disk resonator coupled waveguide system

物理学报. 2022, 71(24): 244201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221397>

三椭圆谐振腔耦合波导中可调谐双重等离子体诱导透明效应的理论分析

Theoretical analysis of tunable double plasmon induced transparency in three-ellipse-shaped resonator coupled waveguide

物理学报. 2022, 71(24): 247301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221365>