

相干调控巨型原子与一对波导手性耦合体系的单光子散射

陶龙高, 马小三, 程木田*

安徽工业大学电气与信息工程学院, 安徽 马鞍山 243002

摘要 研究了 V 型三能级巨型原子与一对波导手性耦合体系的单光子散射特性。V 型三能级的两个跃迁分别与两个波导手性耦合, 两个激发态由经典光场耦合。通过实空间哈密顿量法, 得到单光子散射振幅。计算表明: 通过调控经典光场强度, 可以实现非互易的理想情况下效率能达到 1 的单光子频率转换器和分束器。光子的散射特性与光子在巨型原子与波导两个耦合点间传输积累的相位有关。通过调控相位, 可以实现对入射光子频率十分敏感的单光子频率转换器和分束器。

关键词 物理光学; 巨型原子; 波导; 手性耦合; 光子频率转换; 单光子路由器

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126007

Coherent Manipulation of Single Photon Scattering in Chirally Coupled System of Giant Atom with a Pair of Waveguides

Tao Longgao, Ma Xiaosan, Cheng Mutian*

School of Electrical and Information Engineering, Anhui University of Technology, Maanshan 243002, Anhui, China

Abstract This paper investigates the single-photon scattering properties in a chirally-coupled system of a three-level V-type giant atom with a pair of waveguides. The two transitions of the three-level V-type system are chirally coupled with the two waveguides separately, and the two excited states are coupled by a classical light field. Then, the single-photon scattering amplitude is obtained by the real-space Hamiltonian method. The results reveal that one can realize the nonreciprocal single-photon frequency convertor and beam splitter with the efficiency of 1 under ideal conditions by the manipulation of the classical light field. The single-photon scattering properties depend on the accumulated phase by the photon propagation between the two coupling points of the giant atom and the waveguides. By controlling the phase, one can realize a single-photon frequency convertor and beam splitter with high frequency sensitivity to the incident light.

Key words physical optics; giant atoms; waveguides; chiral coupling; photon frequency conversion; single photon router

1 引言

相干控制少光子在一维波导中的传输特性在量子计算和量子信息处理等方面具有广泛的应用^[1-4]。借助于波导和原子的强耦合, 人们提出了基于超导比特、耦合谐振腔等体系的光子路由器^[5-16], 为实现基于少光子层面的量子电路提供了基础。此外, 在量子信息处理以及高敏感度探测弱场等的应用方面, 光子频率转换引起了人们的广泛兴趣。从 Huang 等^[17]首次在实验中证实光频率转换以来, 人们利用多波混频^[18-19]、腔光

力^[20-21]、量子点^[22]等多种体系讨论了光子的频率转换。随着原子等体系与一维波导强耦合的实现, 一些新的基于波导量子电动力学的单光子频率转换方案被提出, 如 Bradford 等^[23]利用 Sagnac 干涉仪与 Λ 型三能级系统耦合, 提出了转换效率接近 1 的单光子频率转换仪。随后, 多个课题组利用 Sagnac 干涉仪实现单光子频率转换^[24-25]。随后, Jia 等^[26]在不利用 Sagnac 干涉仪的情况下, 直接利用超导量子比特与半无限超导传输线耦合, 实现单光子频率的下转换和上转换, 其转换效率接近 1。Xu 等^[27]研究了利用耦合谐振腔波导实现非

收稿日期: 2022-05-23; 修回日期: 2022-06-23; 录用日期: 2022-07-04

基金项目: 国家自然科学基金(119075023)、安徽省教育厅高校优秀人才支持计划重点项目(gxyqZD2020014)

通信作者: *mtcheng@ahut.edu.cn

互易的单光子频率转换。Liao 等^[28]和 Xiao 等^[29]分别研究了基于单原子和波导耦合的单光子频率操控。

一般而言,波导量子电动力学中原子尺寸都远小于波导中对应原子跃迁频率的传输光波长,此时原子与波导的耦合可以看作点耦合。2014 年 Gustafsson 等^[30]发现超导比特可以实现与表面声学波耦合,此时超导比特的尺寸与声波波长相近,导致该耦合不再是单点耦合,而是多点耦合,实现了所谓的“巨型原子”。目前实验中实现巨型原子有两种典型方式:1)利用超导比特与短波长表面声学波耦合^[30];2)利用小原子与波导多点耦合^[31]。最近人们还提出利用冷原子^[32]、合成频率维度^[33]实现巨型原子的理论方案。巨型原子与波导的耦合是非局域的多点耦合。这种非局域耦合带来了一系列有趣现象,如与频率相关的弛豫等^[34-43]。巨型原子与波导耦合体系的单光子散射特性也吸引了人们的广泛兴趣。由于新增了光子沿波导的传输通道,相对于小原子,巨型原子的光子散射特性发生了极大变化,比如出现反射峰位置移动等现象^[44]。基于巨型原子与波导耦合实现单光子频率转换也开始受到关注^[45-46]。

在前期工作^[9]的基础上,本文进一步研究相干调控巨型原子与一对波导手性耦合体系的单光子散射特性,分析传输相位对光子散射特性的影响,并将散射特性应用于实现单光子路由器和频率转换器。计算发现,巨型原子可以实现频率范围超窄的单光子路由器和光子分束器,具有优良的选频特性。此外,所获得的单光子路由器还具有通过调节经典光场克服系统耦合参数不易变的问题,以及出射和入射的光子

处于不同通道,便于克服入射光引入的噪声等不利因素的优势。

2 系统模型

所设计的模型如图 1 所示,一个巨型原子与两个波导耦合。可将巨型原子作为一个三能级系统,其 3 个能级分别用 $|e_1\rangle$ 、 $|e_2\rangle$ 和 $|v\rangle$ 表示。波导 W_m 和 W_n 都沿 x 轴方向放置,其中下标 m 、 n 用于波导标记。跃迁 $|e_1\rangle \leftrightarrow |v\rangle$ ($|e_2\rangle \leftrightarrow |v\rangle$) 与波导 W_m (W_n) 耦合,耦合点位于 $x_1=0$ 和 $x_2=L$, 耦合强度为 g_{pd} ($p=m, n; d=r, l$)。其中, r, l 分别表示光子向右和向左传输。两个激发态 ($|e_1\rangle, |e_2\rangle$) 之间通过经典光场或微波场共振耦合,相应的拉比频率为 Ω 。描述系统的哈密顿量^[47-48]为(本文假设 $\hbar=1$)

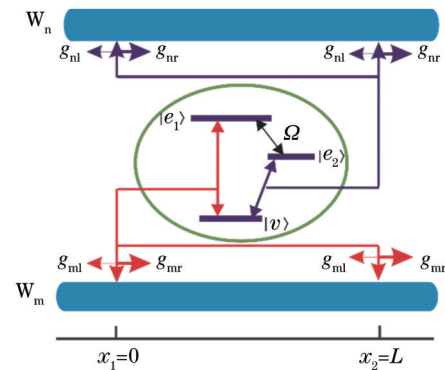


图 1 巨型原子与波导 W_m 和 W_n 手性耦合结构示意图
Fig. 1 Schematic of giant atom chirally couples to the waveguides W_m and W_n

$$H = \sum_{p=m,n} \int \left[-i v_p c_{rp}^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} c_{rp}(x) \right] dx + \sum_{p=m,n} \int \left[i v_p c_{lp}^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} c_{lp}(x) \right] dx + \sum_{\alpha=e_1, e_2} (\omega_\alpha - i \gamma_\alpha) |\alpha\rangle \langle \alpha| + \Omega (|e_1\rangle \langle e_2| + |e_2\rangle \langle e_1|) + \left[\sum_{j=0,1} \sum_{d=r,l} \int g_{e_1,d} \delta(x-x_j) c_{dm}^\dagger(x) |v\rangle \langle e_1| dx + \sum_{j=0,1} \sum_{d=r,l} \int g_{e_2,d} \delta(x-x_j) c_{dn}^\dagger(x) |v\rangle \langle e_2| dx + \text{H. c.} \right], \quad (1)$$

式中: i 为虚数单位; v_p 为光子在波导 W_p 的群速度; $c_{rp}^\dagger(x)$ [$c_{lp}^\dagger(x)$] 表示在波导 W_p 中 x 处产生一个向右(左)传输的光子; ω_α 表示 $|\alpha\rangle$ 与 $|v\rangle$ 之间跃迁的本征频率; γ_α 为相应的能量衰减到非传输波导模式的速率; δ 为狄拉克函数; H. c. 表示厄米共轭。

本文只考虑单光子入射,由于粒子数守恒,系统的波函数可以写为

$$|\Psi\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} [u_{m1}(x) c_{m1}^\dagger(x) + u_{m2}(x) c_{m2}^\dagger(x) + u_{n1}(x) c_{n1}^\dagger(x) + u_{n2}(x) c_{n2}^\dagger(x)] |0, v\rangle dx + u_1 |0, e_1\rangle + u_2 |0, e_2\rangle, \quad (2)$$

式中: $|0, v\rangle, |0, e_1\rangle, |0, e_2\rangle$ 分别表示波导中没有光子,而原子处于基态 $|v\rangle$ 、激发态 $|e_1\rangle$ ($|e_2\rangle$); $u_{dp}(x)$ 表示巨型原子处于基态而波导 W_p 中 x 点处存在一个沿 d 方向传输光子的概率幅; u_1 (u_2) 表示波导中没有光子,原子处于 $|e_1\rangle$ ($|e_2\rangle$) 的概率幅。假设光子从波导 W_m 的左边入射,则 $u_{dp}(x)$ 可以写为

$$\begin{cases} u_{m1}(x) = \exp(ik_m x) [h(-x) + ah(x)h(L-x) + t_{mr}h(x-L)] \\ u_{m2}(x) = \exp(-ik_m x) [r_{mr}h(-x) + bh(x)h(L-x)] \\ u_{n1}(x) = \exp(ik_n x) [ch(-x)h(L-x) + t_{nr}h(x-L)] \\ u_{n2}(x) = \exp(-ik_n x) [r_{nr}h(-x) + sh(x)h(L-x)] \end{cases}, \quad (3)$$

式中: t_{mr} 、 t_{nr} 分别表示光子从波导 W_m 和 W_n 右侧出射的概率幅; r_{mr} 和 r_{nr} 分别表示光子从波导 W_m 和 W_n 左侧出射的概率幅; $k_m = \omega - \omega_{e_1}$, $k_n = \omega - \omega_{e_2}$, 其中 $\omega_{e_2} = \omega_{e_1} - \omega_{e_2}$; $h(x)$ 为阶跃函数, $h(0) = 1/2$; $a(b)$ 为 W_m 波导中向右(左)传输光子处于 $x_1 = 0$ 和 $x_2 = L$ 之间的概率幅; $c(s)$ 分别为 W_n 波导中向右(左)传输光子处于

$x_1 = 0$ 和 $x_2 = L$ 之间的概率幅。通过求解本征值方程 $H|\Psi\rangle = \omega|\Psi\rangle$, 可以得到以上 4 个概率幅。对于非完美手性耦合, 4 个概率幅的公式非常复杂。本文考虑完美手性耦合条件下的耦合情况, 即 $g_{mi} = 0$, 此时 $r_{mr} = 0$ 。另外, 为了讨论主要的物理效应, 暂且假设 $\gamma_a = 0$ 。此时, 可以得到其他 3 个散射振幅分别为

$$\begin{cases} t_{mr} = \frac{\exp(-i\theta_m + i\theta_n)A\Gamma_m + i\exp(i\theta_n)AB - i\exp(-i\theta_m)\Gamma_m(\Delta + iA) + [\Delta^2 - i\Delta(\Gamma_m - A) + \Gamma_m A - \Omega^2]}{\Delta^2 - \Gamma_m[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]A + i\Delta\{\Gamma_m[1 + \exp(i\theta_m)] + [1 + \exp(i\theta_n)]A\} - \Omega^2} \\ t_{nr} = \frac{-i\exp(i\theta_n)[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]C\Omega}{\Delta^2 - \Gamma_m[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]A + i\Delta\{\Gamma_m[1 + \exp(i\theta_m)] + [1 + \exp(i\theta_n)]A\} - \Omega^2} \\ r_{nr} = \frac{-i[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]C\Omega}{\Delta^2 - \Gamma_m[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]A + i\Delta\{\Gamma_m[1 + \exp(i\theta_m)] + [1 + \exp(i\theta_n)]A\} - \Omega^2} \end{cases}, \quad (4)$$

式中: $A = (\Gamma_m + \Gamma_n)$, $B = (\Delta - i\Gamma_m)$, $C = \sqrt{\Gamma_m\Gamma_n}$; $\Gamma_m = g_{mr}^2/v_m$, $\Gamma_n = g_{nd}^2/v_n$; $\Delta = \omega - \omega_{e_1}$; $\theta_p = k_p L$ 。接下来, 利用式(4)分别讨论单光子路由特性。

3 单光子散射特性

3.1 定向单光子散射

若 $|e_2\rangle \leftrightarrow |v\rangle$ 跃迁与波导 W_n 也是完美手性耦合, 即 $g_{ni} = 0$, 此时 $r_{nr} = 0$ 。由式(4)可知, 此时光子将从波导 W_m 或 W_n 的右侧出射, 相应的概率幅为

$$t_{mr} = \frac{-[1 + \exp(i\theta_m)][\Gamma_n + \exp(i\theta_n)\Gamma_n - i\Delta]\Gamma_m + \exp(i\theta_m)\{-i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2\}}{[1 + \exp(i\theta_m)][\Gamma_n + \exp(i\theta_n)\Gamma_n - i\Delta]\Gamma_m - i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2}, \quad (5)$$

$$t_{nr} = \frac{i\exp(i\theta_n)[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]\sqrt{\Gamma_m\Gamma_n}\Omega}{[1 + \exp(i\theta_m)][\Gamma_n + \exp(i\theta_n)\Gamma_n - i\Delta]\Gamma_m - i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2}. \quad (6)$$

式(5)和式(6)表明, 光子散射的概率幅强烈依赖于 θ_p 。若 $\theta_p = (2q + 1)\pi$, 其中 q 为整数, 由于干涉相消, $t_{nr} = 0$, 光子将从波导 W_m 的右侧出射, 这一性质不依赖于入射光子的频率。通过合理地选择参数, 当

$$\Delta = \frac{\Gamma_m\Gamma_n[(1 + \cos\theta_m)\sin\theta_n - (1 + \cos\theta_n)\sin\theta_m]}{\Gamma_m - \Gamma_n + \Gamma_m\cos\theta_m - \Gamma_n\cos\theta_n}, \quad (7)$$

且

$$\Omega = \frac{DF}{|\Gamma_m - \Gamma_n + \Gamma_m\cos\theta_m - \Gamma_n\cos\theta_n|} \quad (8)$$

时, $t_{mr} = 0$, $|t_{nr}| = 1$ 。这意味着, 相对于小原子在共振处的透射概率 $T_{nr} \equiv |t_{nr}|^2$ 达到最大值, 由于传输过程中积累的相位, 巨型原子耦合时, T_{nr} 达到最大值的入射光子频率为 $\omega = \omega_{e_1} + \Delta$ 。在式(8)中, $D = \sqrt{2(1 + \cos\theta_m)(1 + \cos\theta_n)\Gamma_m\Gamma_n}$, $F = [\Gamma_m^2 - \Gamma_m\Gamma_n + \Gamma_n^2 + \Gamma_m(\Gamma_m - \Gamma_n)\cos\theta_m - \Gamma_m\Gamma_n\cos(\theta_m - \theta_n) + (\Gamma_n^2 - \Gamma_m\Gamma_n)\cos\theta_n]^{1/2}$ 。当入射光子与跃迁 $|e_1\rangle \leftrightarrow |v\rangle$ 共振 ($\omega = \omega_{e_1}$) 时, 通过调控 θ_m 、 θ_n 的取值使得 $\theta_m = 2q\pi + \theta_n$, 可以实现当 $\omega = \omega_{e_1}$ 时 $T_{nr} = 1$, 此时出射光子的频率为 ω_{e_2} , 达到共振光实现非互易、理想条件下效率为 1 的单光子频率转换要求。当 $\Gamma_m = \Gamma_n = \Gamma$ 且 $\theta_m =$

$2q\pi + \theta_n$ 时, 式(7)和式(8)条件不再成立, 但通过式(5)分析可以得到, 此时的条件为 $\theta_m = 2q\pi + \theta_n$ 且 $\Omega = 2\Gamma$, 可以实现光子频率由 $\omega = \omega_{e_1}$ 转换成 $\omega = \omega_{e_2}$ 。

图 2 所示为巨型原子与两个波导耦合强度相等 ($\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma$) 时光子的散射概率 $T_{mr} \equiv |t_{mr}|^2$ 和 $T_{nr} \equiv |t_{nr}|^2$ 随失谐量和拉比频率的变化关系。图 2(a)、(b) 给出了 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.5\pi$ 时的散射结果。可以看出, 由于经典光场的作用, T_{nr} 频谱出现了劈裂, 但劈裂的两个峰的峰值不同。在满足式(7)和式(8)的情况下, T_{nr} 达到最大值 1。此时, 光子将从波导 W_n 右端出射。图 2(c)、(d) 给出了 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 时的散射结果。可以看出, T_{nr} 谱线急剧变窄。为了更好地展示这一现象, 计算上述两种条件下的 T_{mr} 和 T_{nr} , 结果如图 2(e)、(f) 所示, 其中经典光场拉比频率始终满足式(8)的关系。可以看出, 当 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 时, 散射谱线变为超窄。这一现象有利于对特定频率入射光实现变频和路由功能^[49]。

图 3 展示了 $\Gamma_{mr} \neq \Gamma_{nr}$ 时的散射谱。相对于 $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr}$ 的情况, $\Gamma_{mr} \neq \Gamma_{nr}$ 时的散射谱形状有所变化, 但通过经典光场的调控, 仍然可以实现 T_{nr} 达到极大值 1。特别地, 当 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 时, 仍然可以实现频谱超窄、路由概率达到 1 的单光子路由器。

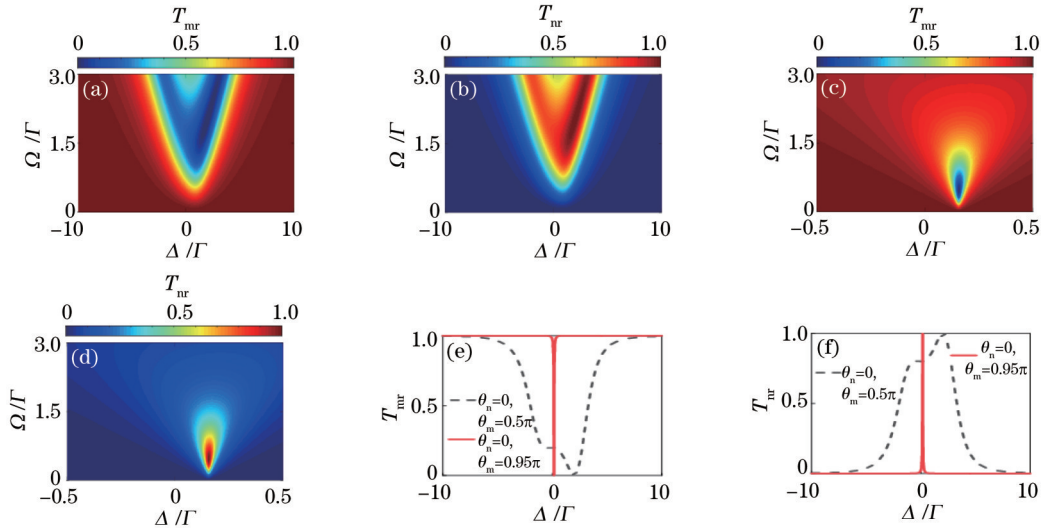


图 2 $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma$ 时单光子散射概率随失谐和光场拉比频率的变化。 $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 时 (a) T_{mr} 和 (b) T_{nr} 的变化; $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 时 (c) T_{mr} 和 (d) T_{nr} 的变化; $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 和 $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 两种情况下的 (e) T_{mr} 和 (f) T_{nr} 。计算中, Ω 的取值由式 (8) 确定

Fig. 2 Single scattering probabilities versus detuning Δ and Rabi frequency Ω with $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma$. (a) T_{mr} and (b) T_{nr} with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.5\pi$; (c) T_{mr} and (d) T_{nr} with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.95\pi$; (e) T_{mr} and (f) T_{nr} with $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ and $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$. The value of Ω is determined by Eq. (8)

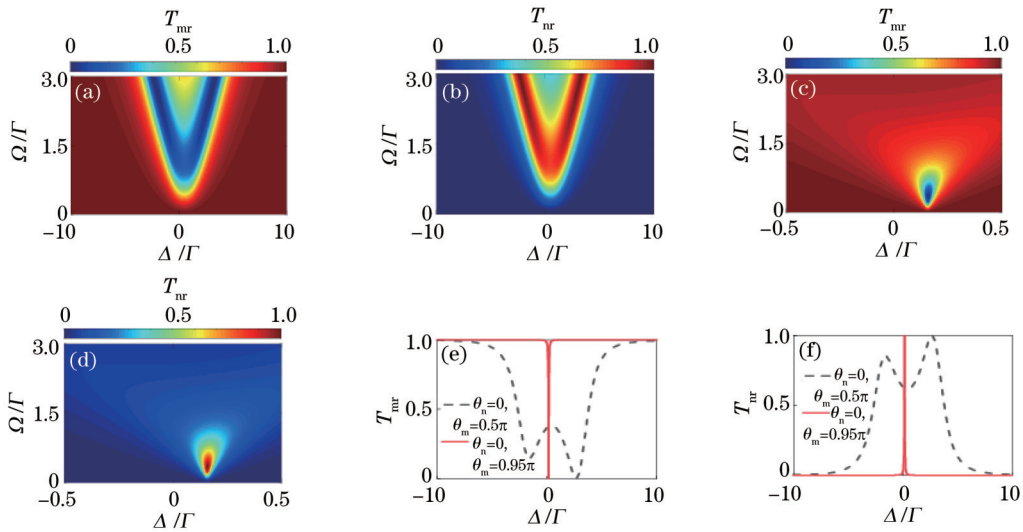


图 3 $\Gamma_{mr} = \Gamma, \Gamma_{nr} = 0.8\Gamma$ 时单光子散射概率随失谐和光场拉比频率的变化。 $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 时 (a) T_{mr} 和 (b) T_{nr} 的变化; $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 时 (c) T_{mr} 和 (d) T_{nr} 的变化; $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 和 $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 两种情况下的 (e) T_{mr} 和 (f) T_{nr}

Fig. 3 Single scattering probabilities versus detuning Δ and Rabi frequency Ω with $\Gamma_{mr} = \Gamma$ and $\Gamma_{nr} = 0.8\Gamma$. (a) T_{mr} and (b) T_{nr} with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.5\pi$; (c) T_{mr} and (d) T_{nr} with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.95\pi$; (e) T_{mr} and (f) T_{nr} with $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ and $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$

3.2 量子分束器

若 $|e_2\rangle \leftrightarrow |v\rangle$ 跃迁与波导 W_n 为非手性耦合, 也就是 $g_{nl} = g_{nr}$, 则此时光子的散射振幅变为

$$\left\{ \begin{array}{l} t_{mr} = \frac{-\exp(i\theta_m)[1 + \exp(i\theta_m)]\{2[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n - i\Delta\}\Gamma_m + \{2i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2\}}{[1 + \exp(i\theta_m)]\{2[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n - i\Delta\}\Gamma_m - \{2i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2\}} \\ t_{nr} = \frac{i\exp(i\theta_n)[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]\sqrt{\Gamma_m\Gamma_n}\Omega}{[1 + \exp(i\theta_m)]\{2[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n - i\Delta\}\Gamma_m - \{2i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2\}} \\ r_{nr} = \frac{i[1 + \exp(i\theta_m)][1 + \exp(i\theta_n)]\sqrt{\Gamma_m\Gamma_n}\Omega}{[1 + \exp(i\theta_m)]\{2[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n - i\Delta\}\Gamma_m - \{2i[1 + \exp(i\theta_n)]\Gamma_n\Delta - \Delta^2 + \Omega^2\}} \end{array} \right. , \quad (9)$$

可以发现, T_{nr} 总是与 $R_{nr} \equiv |r_{nr}|^2$ 相等。当

$$\Delta = \frac{2\Gamma_m \Gamma_n [(1 + \cos \theta_m) \sin \theta_n - (1 + \cos \theta_n) \sin \theta_m]}{\Gamma_m - 2\Gamma_n + \Gamma_m \cos \theta_m - 2\Gamma_n \cos \theta_n}, \quad (10)$$

且

$$\Omega = \frac{FG}{|\Gamma_m - 2\Gamma_n + \Gamma_m \cos \theta_m - 2\Gamma_n \cos \theta_n|} \quad (11)$$

时, $T_{mr} = 0$, $T_{nr} = R_{nr} = 0.5$ 。其中 $F = 2\sqrt{(1 + \cos \theta_m)(1 + \cos \theta_n)\Gamma_m \Gamma_n}$, $G = [\Gamma_m^2 - 2\Gamma_m \Gamma_n + 4\Gamma_n^2 + \Gamma_m(\Gamma_m - 2\Gamma_n)\cos \theta_m - 2\Gamma_m \Gamma_n[\cos(\theta_m - \theta_n) + \cos \theta_n] + 4\Gamma_n^2 \cos \theta_n]^{1/2}$ 。这表明当入射的光子频率为 $\omega = \omega_{e_1} + \Delta$ 时, 光子将被路由至波导 W_n , 且其从波导 W_n 的左端和右端出射的概率都是0.5, 这就实现了单光子分束器。对于共振入射($\omega = \omega_{e_1}$)的单光子, 当满足 $\theta_m = 2q\pi + \theta_n$ 时, 通过调节 Ω 满足式(11), 可以实现出射频率 $\omega = \omega_{e_2}$ 的单光子分束器。当 $\Gamma_m = \Gamma_{nr} = \Gamma_{nl}$

时, 调节 $\Omega = 2\sqrt{2}\Gamma$, 可以实现 $\omega = \omega_{e_1}$ 的光子入射、出射光子的频率为 ω_{e_2} 的单光子分束器。

图4所示为巨型原子与两个波导耦合强度相等($\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma$)时光子的散射概率 T_{mr} 和 T_{nr} (T_{nl})随 Δ 和 Ω 的变化关系。图4(a)、(b)给出了 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.5\pi$ 时的散射结果。通过调控 Ω 满足式(10)和式(11)时, T_{nr} (T_{nl})达到最大值0.5。此时, 光子将以相同的概率从波导 W_n 的左端或右端出射, 实现单光子分束功能。图4(c)、(d)给出了 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 时的散射结果。可以看出, 实现分束功能的 Δ 和 Ω 取值范围急剧变小, 相应的 T_{nr} (T_{nl})谱线急剧变窄。图4(e)、(f)所示为 T_{mr} 和 T_{nr} (T_{nl})随 Δ 的变化关系。可以看出, 当 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 时, 散射谱线变为超窄。图5所示为 $\Gamma_{mr} = \Gamma$ 、 $\Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = 0.8\Gamma$ 时 T_{mr} 和 T_{nr} (T_{nl})随 Δ 和 Ω 的变化关系。当 $\Gamma_{mr} \neq \Gamma_{nr}$ 时, 通过调控 Ω 仍可以实现超窄频谱的单光子分束器。

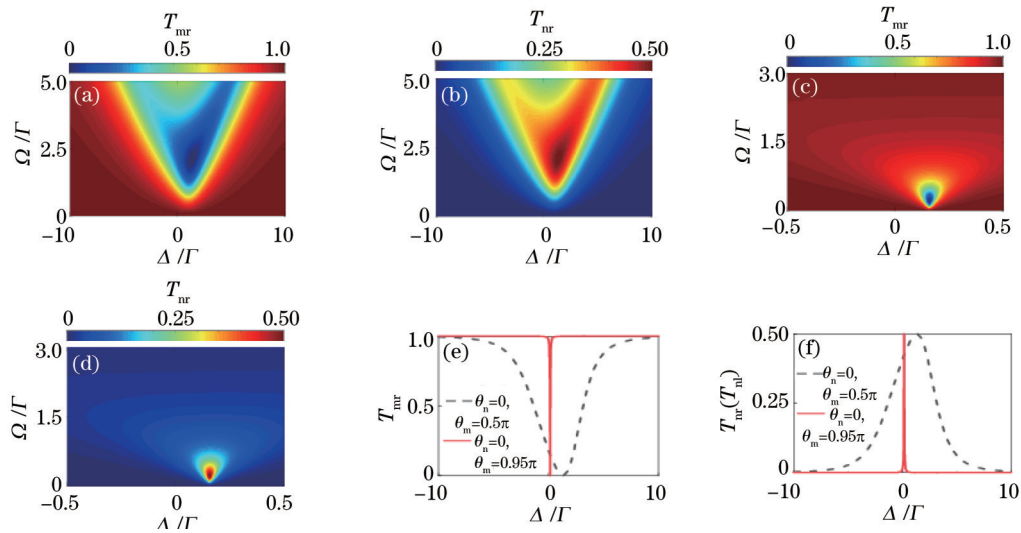


图4 $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = \Gamma$ 时 T_{mr} 和 T_{nr} (T_{nl})随 Δ 和 Ω 的变化关系。 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.5\pi$ 时(a) T_{mr} 和(b) T_{nr} (T_{nl})的变化; $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 时(c) T_{mr} 和(d) T_{nr} (T_{nl})的变化; $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.5\pi$ 和 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 两种情况下的(e) T_{mr} 和(f) T_{nr} (T_{nl})。计算中, Ω 的取值由式(11)确定

Fig. 4 T_{mr} and T_{nr} (T_{nl}) versus detuning Δ and Ω with $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = \Gamma$. (a) T_{mr} and (b) T_{nr} (T_{nl}) with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.5\pi$; (c) T_{mr} and (d) T_{nr} (T_{nl}) with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.95\pi$; (e) T_{mr} and (f) T_{nr} (T_{nl}) with $\theta_n = 0$, $\theta_m = 0.5\pi$ and $\theta_n = 0$, $\theta_m = 0.95\pi$. The value of Ω is determined by Eq. (11)

4 讨 论

4.1 耗散的影响

耗散是实际物理系统中很难避免的现象。本文讨论的系统中, 耗散可能来源于波导和原子。一般而言, 在波导量子电动力学讨论的大多数问题中, 由于光子在波导中传输的距离有限, 耗散相对较小, 其影响可忽略。本节主要分析原子耗散 γ_a 对光子散射特性的影响。图6(a)、(b)所示为不同耗散下单光子定向路由至 W_n 波导时, 从右侧出射的概率随耗散的变化关系。这里的计算取 $\gamma_{e_1} = \gamma_{e_2} = \gamma$ 。可以看到, 当 γ/Γ 的数值达到0.015^[31]时, 对于 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.5\pi$, T_{nr} 的峰值仍

然可以达到0.98; 但对于 $\theta_n = 0$ 、 $\theta_m = 0.95\pi$ 的情况, T_{nr} 对 γ 的取值非常敏感。图6(c)、(d)所示为不同耗散时的单光子分束特性, 可以看出, 耗散对分束特性的影响与对路由特性的影响类似。因此, 为了获得超窄线宽的单光子路由和分束器, 需要抑制原子能量耗散。

4.2 可能的实验实现方案

在实验中实现巨型原子与波导的手性耦合仍是目前的挑战。一个可能的做法是利用小原子与波导多点耦合, 通过每一个耦合点的巨型原子与波导耦合系数的相位差, 可能实现巨型原子与波导的手性耦合^[26], 而2个上能级可以通过微波场耦合。研究人员已经考虑采用类似的巨型原子三能级系统实现空间非局域化诱

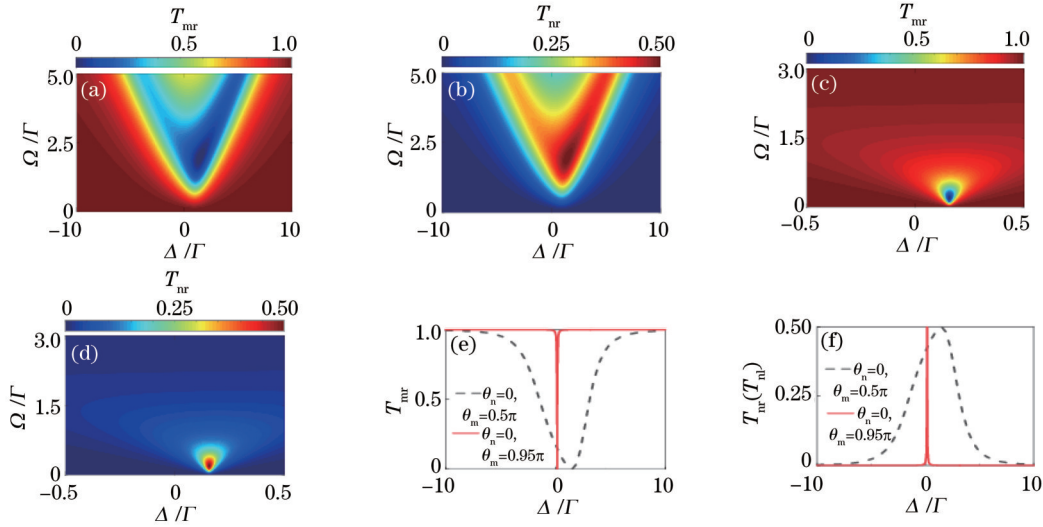


图 5 $\Gamma_{mr} = \Gamma, \Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = 0.8\Gamma$ 时 T_{mr} 和 $T_{nr}(T_{nl})$ 随 Δ 和 Ω 的变化关系。 $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 时 (a) T_{mr} 和 (b) $T_{nr}(T_{nl})$ 的变化; $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 时 (c) T_{mr} 和 (d) $T_{nr}(T_{nl})$ 的变化; $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 和 $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 两种情况下的 (e) T_{mr} 和 (f) $T_{nr}(T_{nl})$

Fig. 5 T_{mr} and $T_{nr}(T_{nl})$ versus detuning Δ and Ω with $\Gamma_{mr} = \Gamma$ and $\Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = 0.8\Gamma$. (a) T_{mr} and (b) $T_{nr}(T_{nl})$ with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.5\pi$; (c) T_{mr} and (d) $T_{nr}(T_{nl})$ with $\theta_n = 0$ and $\theta_m = 0.95\pi$; (e) T_{mr} and (f) $T_{nr}(T_{nl})$ with $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ and $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$

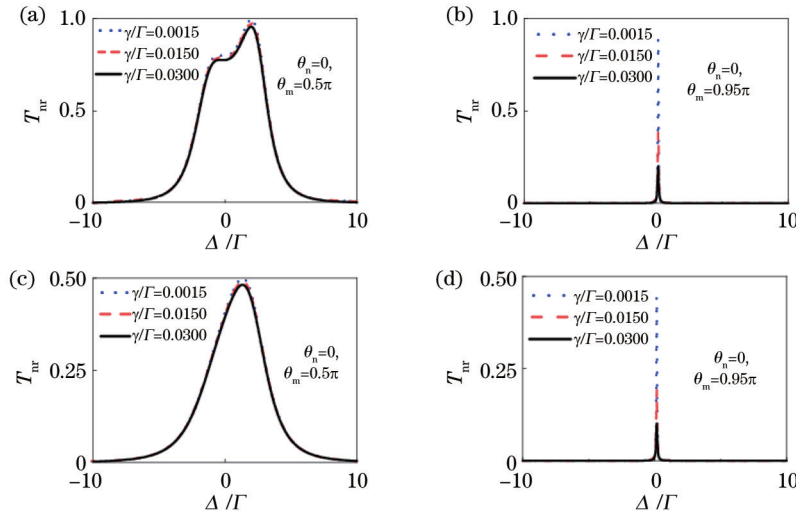


图 6 不同原子耗散下光子散射特性随失谐的变化。 $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma$ 情况下, (a) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 和 (b) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 时 T_{mr} 随耗散和失谐的变化; $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = \Gamma$ 情况下, (c) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ 和 (d) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ 时 T_{nr} 随耗散和失谐的变化

Fig. 6 Single photon scattering properties changed with detuning under different atomic dissipation. T_{nr} as a function of Δ and atomic dissipation with (a) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ and (b) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ under the condition of $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma$; T_{nr} as a function of Δ and atomic dissipation with (c) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.5\pi$ and (d) $\theta_n = 0, \theta_m = 0.95\pi$ under the condition of $\Gamma_{mr} = \Gamma_{nr} = \Gamma_{nl} = \Gamma$

导的非马尔科夫电磁诱导透明现象^[50]。相干调控相位因子 θ_n 和 θ_m 是实现本研究所提丰富物理现象的重要基础,其可行的办法是利用 Sagnac 干涉仪,在其中加入移相器,调控 θ_n 和 θ_m 的相对差值^[45]。

5 结 论

利用实空间哈密顿量研究了巨型原子与一对波导 W_m 和 W_n 手性耦合体系中的单光子散射特性,得到了单光子散射振幅。假设单光子从波导 W_m 入射,分别讨论了巨型原子与波导 W_n 完美手性耦合和非手性耦合两种情况。对完美手性耦合,通过调节 θ_m, θ_n 和 Ω ,

不仅可以实现非互易的共振单光子频率转换器,还可以实现超窄频带的、理想效率可以达到 1 的单光子路由。对于巨型原子与波导 W_n 的非手性耦合,同样可以通过调节 θ_m, θ_n 和 Ω ,实现非互易的具有变频功能的单光子分束器,还可以实现超窄频带的、理想效率达到 1 的单光子分束器。本研究的结果在设计基于单光子层面的量子信息器件等方面具有较高的潜在应用价值。

参 考 文 献

[1] Liao Z Y, Zeng X D, Nha H, et al. Photon transport in a one-dimensional nanophotonic waveguide QED system

- [J]. *Physica Scripta*, 2016, 91(6): 063004.
- [2] Gu X, Kockum A F, Miranowicz A, et al. Microwave photonics with superconducting quantum circuits[J]. *Physics Reports*, 2017, 718/719: 1-102.
- [3] 肖姗, 许秀来. 基于半导体量子点的片上手性纳米光子器件[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327009.
Xiao S, Xu X L. On-chip chiral nanophotonic devices based on semiconductor quantum dots[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327009.
- [4] 刘立峰, 胡依奇, 张示城, 等. 有源和无源的无磁非互易研究进展[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327010.
Liu L F, Hu Y Q, Zhang S C, et al. Research progress on active and passive magnetic-free nonreciprocity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327010.
- [5] Zhou L, Yang L P, Li Y, et al. Quantum routing of single photons with a cyclic three-level system[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(10): 103604.
- [6] Cheng M T, Ma X S, Zhang J Y, et al. Single photon transport in two waveguides chirally coupled by a quantum emitter[J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 19988-19993.
- [7] Yan W B, Ni W Y, Zhang J, et al. Tunable single-photon diode by chiral quantum physics[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(4): 043852.
- [8] Yan C H, Li Y, Yuan H D, et al. Targeted photonic routers with chiral photon-atom interactions[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(2): 023821.
- [9] Wang C, Ma X S, Cheng M T. Giant atom-mediated single photon routing between two waveguides[J]. *Optics Express*, 2021, 29(24): 40116-40124.
- [10] Li X M, Xin J, Li G L, et al. Quantum routings for single photons with different frequencies[J]. *Optics Express*, 2021, 29(6): 8861-8871.
- [11] Zhu Y T, Jia W Z. Single-photon quantum router in the microwave regime utilizing double superconducting resonators with tunable coupling[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(6): 063815.
- [12] Wang X, Shui T, Li L, et al. Tunable single-photon diode and circulator via chiral waveguide-emitter couplings[J]. *Laser Physics Letters*, 2020, 17(6): 065201.
- [13] Ren Y L, Ma S L, Xie J K, et al. Nonreciprocal single-photon quantum router[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(1): 013711.
- [14] Huang J S, Wang J W, Wang Y, et al. Control of single-photon routing in a T-shaped waveguide by another atom[J]. *Quantum Information Processing*, 2018, 17(4): 78.
- [15] Wang X, Yang W X, Chen A X, et al. Phase-modulated single-photon nonreciprocal transport and directional router in a waveguide-cavity-emitter system beyond the chiral coupling[J]. *Quantum Science and Technology*, 2022, 7(1): 015025.
- [16] Zhang W R, Shui T, Liu Y L, et al. Photon routing based on non-chiral interaction between atoms and waveguides[J]. *Laser Physics Letters*, 2022, 19(1): 015203.
- [17] Huang J, Kumar P. Observation of quantum frequency conversion[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(14): 2153-2156.
- [18] Porat G, Silberberg Y, Arie A, et al. Two photon frequency conversion[J]. *Optics Express*, 2012, 20(4): 3613-3619.
- [19] Wang G, Xue Y, Wu J H, et al. Efficient frequency conversion induced by quantum constructive interference[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(22): 3778-3780.
- [20] Dong C H, Fiore V, Kuzyk M C, et al. Optomechanical dark mode[J]. *Science*, 2012, 338(6114): 1609-1613.
- [21] Hill J T, Safavi-Naeini A H, Chan J, et al. Coherent optical wavelength conversion via cavity optomechanics[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1196.
- [22] 李晓博, 王海龙, 马利男, 等. 基于光子晶体的量子点半导体光放大器波长转换特性[J]. *光学学报*, 2022, 42(2): 0206001.
Li X B, Wang H L, Ma L N, et al. Wavelength conversion characteristics of quantum-dot semiconductor optical amplifier based on photonic crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(2): 0206001.
- [23] Bradford M, Obi K C, Shen J T. Efficient single-photon frequency conversion using a Sagnac interferometer[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(10): 103902.
- [24] Zheng A S, Lü X Y, Liu J B. Single-photon frequency conversion for generation of entanglement via constructive interference in Sagnac interferometers[J]. *Journal of Physics B*, 2014, 47(5): 055501.
- [25] Chen H Y, Liu J B. Ultra-wide single-photon frequency conversion and entanglement via constructive interference[J]. *Journal of Physics B*, 2014, 47(24): 245503.
- [26] Jia W Z, Wang Y W, Liu Y X. Efficient single-photon frequency conversion in the microwave domain using superconducting quantum circuits[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053832.
- [27] Xu X W, Chen A X, Li Y, et al. Nonreciprocal single-photon frequency converter via multiple semi-infinite coupled-resonator waveguides[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053853.
- [28] Liao Z Y, Nha H, Zubairy M S, et al. Single-photon frequency-comb generation in a one-dimensional waveguide coupled to two atomic arrays[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3): 033851.
- [29] Xiao H, Wang L J, Yuan L Q, et al. Frequency manipulations in single-photon quantum transport under ultrastrong driving[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(8): 2010-2017.
- [30] Gustafsson M V, Aref T, Kockum A F, et al. Propagating phonons coupled to an artificial atom[J]. *Science*, 2014, 346(6206): 207-211.
- [31] Kannan B, Ruckriegel M J, Campbell D L, et al. Waveguide quantum electrodynamics with superconducting artificial giant atoms[J]. *Nature*, 2020, 583(7818): 775-779.
- [32] González-Tudela A, Muñoz C S, Cirac J I. Engineering and harnessing giant atoms in high-dimensional baths: a proposal for implementation with cold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(20): 203603.
- [33] Du L, Zhang Y, Wu J H, et al. Giant atoms in a

- synthetic frequency dimension[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(22): 223602.
- [34] Kockum A F, Delsing P, Johansson G. Designing frequency-dependent relaxation rates and Lamb shifts for a giant artificial atom[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(1): 013837.
- [35] Kockum A F, Johansson G, Nori F. Decoherence-free interaction between giant atoms in waveguide quantum electrodynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(14): 140404.
- [36] Carollo A, Cilluffo D, Ciccarello F. Mechanism of decoherence-free coupling between giant atoms[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(4): 043184.
- [37] Guo S J, Wang Y D, Purdy T, et al. Beyond spontaneous emission: giant atom bounded in the continuum[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3): 033706.
- [38] Guo L Z, Kockum A F, Marquardt F, et al. Oscillating bound states for a giant atom[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(4): 043014.
- [39] Wang X, Liu T, Kockum A F, et al. Tunable chiral bound states with giant atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(4): 043602.
- [40] Wen P Y, Lin K T, Kockum A F, et al. Large collective lamb shift of two distant superconducting artificial atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(23): 233602.
- [41] Cai Q Y, Jia W Z. Coherent single-photon scattering spectra for a giant-atom waveguide-QED system beyond the dipole approximation[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(3): 033710.
- [42] Feng S L, Jia W Z. Manipulating single-photon transport in a waveguide-QED structure containing two giant atoms [J]. *Physical Review A*, 2021, 104(6): 063712.
- [43] Zhao W, Zhang Y, Wang Z H. Phase-modulated Autler-Townes splitting in a giant-atom system within waveguide QED[J]. *Frontiers of Physics*, 2022, 17(4): 42506.
- [44] Zhao W, Wang Z H. Single-photon scattering and bound states in an atom-waveguide system with two or multiple coupling points[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053855.
- [45] Du L, Li Y. Single-photon frequency conversion via a giant Λ -type atom[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(2): 023712.
- [46] Du L, Chen Y T, Li Y. Nonreciprocal frequency conversion with chiral Λ -type atoms[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(4): 043226.
- [47] Shen J T, Fan S H. Coherent photon transport from spontaneous emission in one-dimensional waveguides[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(15): 2001-2003.
- [48] Shen J T, Fan S H. Coherent single photon transport in a one-dimensional waveguide coupled with superconducting quantum bits[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(21): 213001.
- [49] 吴嘉宝, 张示城, 胡依奇, 等. 弱控制场作用下腔内电磁诱导透明及其线宽研究[J]. *光学学报*, 2018, 38(7): 0727002.
- Wu J B, Zhang S C, Hu Y Q, et al. Intracavity electromagnetically induced transparency and its linewidth under a weak control field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 0727002.
- [50] Zhu Y T, Wu R B, Xue S B. Spatial non-locality induced non-Markovian EIT in a single giant atom[EB/OL]. (2021-06-09) [2021-08-05]. <https://arxiv.org/abs/2106.05020>.