

奇偶相干态信号场下的量子关联和纠缠

李 敏¹, 刘万芳²

(1. 集美大学诚毅学院, 福建 厦门 361021; 2. 安庆师范大学数理学院, 安徽 安庆 246133)

[摘要] 为了实现两原子之间的非经典关联, 借助于电磁诱导光透明 (electromagnetically induced optical transparency, EIT) 机制, 利用量子态的映射技术, 研究原子系综内两原子的量子关联和纠缠。结果表明: 分别通过测量扰动刻画的量子关联和并发度刻画的量子纠缠, 发现它们都能够被绝热地生成, 但是, 随着平均光子数的增加, 二者的演变完全不同。随着平均光子数的增加, 无论信号场是奇数相干态还是偶数相干态, 它们都有利于量子关联的生成。对于奇相干态信号场, 量子纠缠随着光子数的增加而逐渐减小; 对于偶相干态信号场, 量子纠缠却经历了一个先增加后减小的过程。系综内原子个数的增加, 使得原子间的退相干加剧, 从而导致量子关联和纠缠都被削弱。

[关键词] 电磁诱导光透明; 奇偶相干态; 量子关联; 量子纠缠

[中图分类号] O 431.2

Generating Quantum Correlation and Entanglement Using Odd and Even Coherent State Signal Fields

LI Min¹, LIU Wanfang²

(1. Chengyi College, Jimei University, Xiamen 361021, China;

2. School of Mathematics and Physics, Anqing Normal University, Anqing 246133, China)

Abstract: In order to achieve non-classical correlations between two atoms, the quantum correlation and entanglement between two atoms in an atomic ensemble were studied using the mapping technique of quantum states in the electromagnetic induced transparency (EIT) mechanism. The results show that quantum correlations and entanglements characterized by measurement-induced disturbance (MID) and concurrence can be adiabatic generated, but the evolution of the two is completely different as the average number of photons increases. Whether the signal field is an odd or even coherent state, an increase in the average number of photons is beneficial for the generation of quantum correlations. For the odd coherent state probe field, quantum entanglement gradually decreases with the increase of photon number; For even coherent state probe fields, there is an increasing and then declining process in quantum entanglement. Quantum entanglement and correlation are weakened as the number of atoms in the ensemble increases due to an increase in atom decoherence.

Keywords: electromagnetically induced optical transparency; odd and even coherent state; quantum correlation; quantum entanglement

[收稿日期] 2023-04-12

[基金项目] 福建省中青年教育科研项目 (JAT201030); 安徽省高校自然科学基金项目 (KJ2019A0562)

[作者简介] 李敏 (1980—), 女, 副教授, 硕士, 从事量子信息方向研究。E-mail: 190930259@qq.com

0 引言

量子纠缠是量子世界中特有的物理现象^[1-2], 由于其可以完成诸多经典物理不能实现的任务而被人们广泛关注和研究^[3-5]。在很长的一段时间里, 量子纠缠被认为是与量子关联等价的概念。但是, 随着研究的深入, 量子纠缠与量子关联之间的差异逐渐被人们揭露了出来, 它只能部分地反映量子态中的非经典关联。为了能够量化一个态中的量子关联, 人们提出了很多的方案, 其中, 被广泛接受和研究的是量子失谐 (quantum discord)^[6], 几乎所有的量子态都包含被量子失谐刻画的量子关联。特别是对于一些量子态, 虽然量子纠缠为 0, 但是, 只要包含量子关联, 这类量子态也能完成一些经典物理不能完成的任务^[7-9], 比如确定性的单比特量子计算模型可以用来实现指数加速^[8], 其原因就是有量子失谐的存在。遗憾的是, 对于一个最简单的二体系统两 qubit 体系, 也仅仅是一些特殊的量子态能给出解析解, 其主要原因是在量子失谐计算过程中, 由于涉及优化测量问题, 这增加了计算的复杂性, 人们希望能够找到可靠的且便于计算的度量方式。后来, Luo^[10] 提出了测量诱导扰动 (measurement induced disturbance, MID) 理论, 由于其计算简洁, 从而受到了广泛的关注^[11-16]。研究显示, 虽然用 MID 度量的量子关联比量子失谐度量的要稍大一些, 但它依然是一个非常可靠的度量方式^[17-18]。

另一方面, 在量子信息领域研究量子信息处理时, 光场因具有速度快、抗干扰强的优势而被人们优先选择。在量子光学中, 通过非线性相互作用, 借助于驱动光场和量子相消干涉, 可以实现电磁诱导光透明 (electromagnetically induced optical transparency, EIT) 的效果^[19-20], 在量子信息存储、非线性光学器件、量子传感器、量子计算等方面有重要的应用价值, 因而受到人们的广泛关注^[21-28]。

在量子信息处理过程中, EIT 机制中的量子态的映射技术起着关键的作用。存在纠缠的两模分别与空间相距很远的两个原子系综相互作用, 能够将模间的纠缠转移到两个系综^[29]。通常, 系综内的原子之间存在量子纠缠, 纠缠的存在一般意味着原子间存在别的形式的非经典关联, 显然, 包含纠缠和非经典关联在内的系综的各种性质都应该受控于驱动场。在众多非经典关联的刻画中, 一种有效描述非经典关联的方案是 MID 理论, 受此激发, 本文运用 MID 理论研究驱动场操控过程中的原子间的非经典关联, 选择奇数和偶数相干态作为探测场, 运用 EIT 机制, 探索系综内的量子关联与量子纠缠。

1 EIT 及暗态极化子

为了实现光信息的转移, 通常需要制备一个处于集体基态的原子系综, 原子个数为 N 。虽然系综内的每个原子涉及多个能级, 但三能级原子是普遍的选择, 即 V 型、 Λ 型和级联三能级。涉及较多的是 Λ 型三能级原子, 基态、亚稳态、激发态分别用 $|b\rangle$ 、 $|c\rangle$ 、 $|a\rangle$ 来表示。涉及的跃迁有 2 种: 一种是基态和激发态之间的跃迁, 通过量子化的探测场共振耦合来实现, 耦合系数为 g ; 另一种是亚稳态和激发态之间的跃迁, 是通过可控的经典驱动场来实现的, 控制强度为 $\Omega(t)$, 该场可以人工绝热地调节, 从而实现对信号场的操控, 比如大大降低光的速度、量子信息场存储。两种跃迁可以用算符 $\sigma_{a\alpha}^i = |a\rangle\langle\alpha|$ ($\alpha = b, c$) 来描述, 如图 1 所示。

在相互作用图像下, 系统相应的哈密顿量^[30-32]可以表示为

$$H = hga \sum_{i=1}^N \sigma_{ab}^i + h\Omega(t) \sum_{i=1}^N \sigma_{ac}^i + H. c. \quad (1)$$

其中, a 表示光场的湮灭算符。由理论计算可知, 当哈密顿量的本征值为 0 时, 本征态是高度简并的, 该简并子空间通常定义为暗态子空间^[29]。

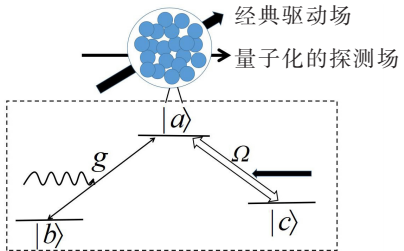


图 1 Λ 型三能级原子示意图

Fig.1 Λ -type three-level atom coupling with quantum field and classical field

在研究信息转移、存储和释放时, 一个核心的概念是暗态极化子 $|d_n\rangle$, 其计算公式为

$$|d_n\rangle = F(n, N, \theta) D^{+n} / \sqrt{n!} |0\rangle. \quad (2)$$

其中: $F(n, N, \theta)$ 为归一化常数; n 为光子数; $D = a \cos \theta(t) - C \sin \theta(t)$, $C = \sum_{i=1}^N \sigma_{bc}^i$ 为集体算符。

$\theta(t)$ 为量子信息存储过程中通过驱动场控制的混合角, 满足

$$\sin \theta(t) = -gN^{1/2} / [g^2 N + \Omega(t)^2]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\cos \theta(t) = \Omega(t) / [g^2 N + \Omega(t)^2]^{1/2}. \quad (4)$$

$|0\rangle = |0\rangle_L |b^N\rangle$ 为真空态, 由电磁真空态 $|0\rangle_L$ 和 N 个原子的基态 $|b^N\rangle$ 构成。由式 (2) 直接进行计算, 可以得到

$$|d_n\rangle = \sum_{m=0}^n b_{n,m} |n-m\rangle_L |c^m\rangle, \quad (5)$$

其中: $b_{n,m} = F(n, N, \theta) c(n, m, \theta)$ 为叠加系数, $c(n, m, \theta) = \sqrt{C_n^m N! / [(N-m)! N^m]} f(\theta)$, $C_n^m = n! / [m! (n-m)!]$, $f(\theta) = \sin^m \theta \cos^{n-m} \theta$, 在大 N 极限和低激发近似下, $c(n, m, \theta)$ 可以简化为 $c(n, m, \theta) = \sqrt{C_n^m} f(\theta)$ 。进一步, 归一化常数 $F(n, N, \theta)$ 可以通过标准的归一化得到。

如果满足条件 $\Omega(t) \gg g\sqrt{N}$, 根据式 (3), 此时混合角 $\theta = 0$, $|d_n\rangle$ 变为量子态 $|n\rangle_L |c^0\rangle$, 由于没有一个原子被激发, 也没有一个光子被吸收, 介质相对探测场来说是透明的, 对应的透明窗口比 A-T 效应引起的透明窗要窄很多。如果满足条件 $\Omega(t) \ll g\sqrt{N}$, 根据式 (3), 此时混合角 $\theta = \pi/2$, $|d_n\rangle$ 则变到另外一个极端量子态 $|0\rangle_L |c^n\rangle$, 探测场中的 n 个光子全部被吸收。相应地, 有 n 个原子被激发到处于低稳态 $|c\rangle$, 通过映射技术, 原子系综实现了光信息的存储。对于一般的情况, 混合角的范围是 $0 < \theta < \pi/2$, 有部分光子被吸收, 而吸收的光子用于原子的激发。

如果探测场选择为奇偶相干态 $|\alpha_{\pm}\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{\pm} |n\rangle$, 其中, $a_n^{\pm} = e^{-|\alpha|^2/2} \alpha^n [1 \pm (-1)^n] / \sqrt{2n! [1 \pm \exp(-2|\alpha|^2)]}$, 满足归一化关系 $\sum_n |a_n^{\pm}|^2 = 1$ 。那么, 在驱动场调节的过程中, 整个系统的状态为 $|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{\pm} |d_n\rangle$ 。

在对驱动场绝热操控的过程中, 由于量子消相干性的存在, 激发态 $|a\rangle$ 始终没有出现, 起作用的是基态能级 $|b\rangle$ 和亚稳态能级 $|c\rangle$, 所以, 这时的三能级原子可以看作准二能级原子, 亚稳态 $|c\rangle$ 就是这个二能级原子的基态。这样一个由 N 个准二能级原子构成的系综, 当每个原子都处于基态 $|b\rangle$ 时, 系综就处于基态, 用量子态 $|b^N\rangle$ 来标记。在绝热操控过程中, 如果信号场的 m 个光子被吸收, 就意味着系综内有 m 个原子处于亚稳态能级 $|c\rangle$ 。此时系综处于激发态, 用 $|c^m\rangle$ 来标记。显然, 系综的基态和激发态分别对应总角动量 $J = N/2$ 子空间中的量子态, 除了个别的状态, 一般系综都不是纯态, 这一点在文后可以看到。为了保证低激发的要求, 光子数的平均值要远小于系综内原子的个数, 同时为了保证在光子数很小的情况下, 系综内有足够多的原子, 这里取 $N = K < \alpha_{\pm} |aa^{\dagger}| \alpha_{\pm} + 20$, $K \geq 10$ 。一般地, 原子系综处于混合态可以通过对光场求迹而得到, 计算公式为

$$\rho_a = \sum_n \sum_{n'} \sum_{m=0}^n a_n^{\pm} (a_{n'}^{\pm})^* b_{n,m} b_{n',n'-n+m}^* |c^m\rangle \langle c^{m'-m+k}|, \quad \text{其中, } b_{n,m} = F(p, N, \theta(t)) n! / [(n-m)! m!] \sin^{2n} \theta \cos^{2n-2m} \theta.$$

2 两原子的量子关联和纠缠

对于任意混合角 θ , 为了计算两原子之间的量子关联, 需要给出两原子和两单个原子的密度矩阵。利用任意两个原子的交换对称性, 在基底 $|c\rangle_i |c\rangle_j$ 、 $|c\rangle_i |b\rangle_j$ 、 $|b\rangle_i |c\rangle_j$ 和 $|b\rangle_i |b\rangle_j$ 下, 可

得“ i ”“ j ”两原子体系的密度矩阵为 $\rho_{ij} = \begin{pmatrix} v_+ & 0 & 0 & u^* \\ 0 & w & y & 0 \\ 0 & y & w & 0 \\ u & 0 & 0 & v_- \end{pmatrix}$, 各个矩阵元可表示为: $v_{\pm} = [1 \pm 2\langle \sigma_{iz} \rangle +$

$\langle \sigma_{iz} \sigma_{jz} \rangle]/4$; $w = [1 - \langle \sigma_{iz} \sigma_{jz} \rangle]/4$; $y = [\langle \sigma_{ix} \sigma_{jx} \rangle + \langle \sigma_{iy} \sigma_{jy} \rangle]/4$; $\langle \sigma_{iz} \rangle = 2\langle J_z \rangle/N$; $\langle \sigma_{ix} \sigma_{jx} \rangle = [4\langle J_{\alpha}^2 \rangle - N]/[N(N-1)]$, 其中: $J_{\alpha} = \sum_{i=1}^N \sigma_{i\alpha}/2$ 表示原子系综总自旋的 z 分量; $\sigma_{iz} = |c\rangle_{ii} \langle c| - |b\rangle_{ii} \langle b|$ 表示与第 i 个原子相对应的 Pauli 算符的 z 分量, 另外两个分量可以类似地给出。

由于 ρ_{ij} 具有两粒子交换不变性, 在基底 $|c\rangle$ 和 $|b\rangle$ 下, 可以获得单个原子的状态为 $\rho_i = \rho_j = \begin{bmatrix} v_+ + w & 0 \\ 0 & v_- + w \end{bmatrix}$ 。

3 EIT 机制下两原子的量子关联和纠缠

对于两体系统 ρ_{12} , 其互信息为 $I(\rho_{12}) = \sum_{i=1,2} S(\rho_i) - S(\rho_{12})$, 其中: $S(\rho) = -\text{Tr}(\rho \log_2 \rho)$ 为冯诺依曼熵; ρ_i 为通过求迹而来的单个粒子系统的密度矩阵; $S(\rho_i)$ 表示单个粒子的冯诺依曼熵。本质上, 互信息 $I(\rho_{12})$ 根据信息论中经典关联的定义衍生而来, 其提供了量子态中所有的关联。由于其可能包含了经典关联, 故它不能反映由于量子效应产生的关联, 因此, 寻找 $S(\rho_i)$ 中的经典关联是计算量子关联的关键所在。测量诱导扰动方法则是一个有效的手段。首先确定 $I(\rho_{12})$ 对应的经典态, 其可以经过一组完备测量基的测量而获得, 计算公式为 $\prod \rho_{12} = \sum_{\alpha, \beta} (\prod_{\alpha}^1 \otimes \prod_{\beta}^2) \rho_{12} (\prod_{\alpha}^1 \otimes \prod_{\beta}^2)$, 其中, $\prod_{\alpha}^1 \otimes \prod_{\beta}^2 = |\alpha\rangle_{11} \langle \alpha| \otimes |\beta\rangle_{22} \langle \beta|$ 是系统的投影算符。再根据互信息的定义, 可以得到 ρ_{ij} 态中所包含的经典关联为 $I(\prod \rho_{12}) = \sum_{i=1,2} S(\prod \rho_i) - S(\prod \rho_{12})$, 其中: S 表示冯诺依曼熵; $\prod \rho_i$ 表示从 $\prod \rho_{12}$ 求迹而来的单个原子的约化密度矩阵。

从总的关联中除去经典关联后, 剩下的关联即为量子效应带来的关联, 其定义为 $\text{MID} = I(\rho_{12}) - I(\prod \rho_{12})$, 它刻画了一个量子态中量子关联的多少, 这种源于测量诱导的量子关联的度量, 被称之为 MID。本文中, 由于选数态光场 $|n\rangle$ 作为探测场, 根据文献[26]可得, $\text{MID} = S(\prod \rho_{12}) - S(\rho_{12})$ 。

在完成量子信息处理的过程中, 作为一种重要的物理资源, 量子纠缠扮演着非常重要的角色。对于系综内两原子体系, 这里采用 concurrence 作为量子纠缠的度量^[30], 为了书写方便, 将其简化为 C 。借助于两原子的 Pauli 算符 σ_{1y} 和 σ_{2y} , 可以给出一个新的密度算符 $\rho'_{12} = \rho_{12}(\sigma_{1y} \otimes \sigma_{2y}) \rho_{12}^*(\sigma_{1y} \otimes \sigma_{2y})$ 。进一步, 可以按递降的顺序给出 ρ'_{12} 的特征根 λ_k , 则量子纠缠定义为 $C = \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}$, $C = 0$ 表示两原子处于完全分离的状态; $C = 1$ 表示两原子处于最大纠缠的状态; $0 < C < 1$ 表示两原子处于部分纠缠的状态。

4 奇偶相干态信号场下原子系综的量子关联与纠缠

4.1 奇相干态信号场

首先选择奇相干态作为信号场, 利用 EIT 机制将信息转移到原子系综。对于一个小的 α ($\alpha = 0.2$), 随着控制场强度的增加, 量子关联和量子纠缠将被绝热地生成。当信号场的信息全部转移到原子系综时, 量子关联和量子纠缠都达到了最大值, 差异不大, 如图 2a 所示。但是, 对于一个较大的 α ($\alpha = 0.72$), 随着信息的转移发现, 二者的差值逐渐增加, 当信息转移完毕, 二者的差值达到了最大, 如图 2b 所示。为了能够看到 α 对量子关联和量子纠缠带来的影响, 本文画出了信息转移完

毕时二者随 α 的依赖关系，如图 2c 所示，图中清晰地显示， α 越大，越不利于量子纠缠的生成，但非常有利于量子关联的生成。两原子最后进入无纠缠的但却有弱关联的量子态。

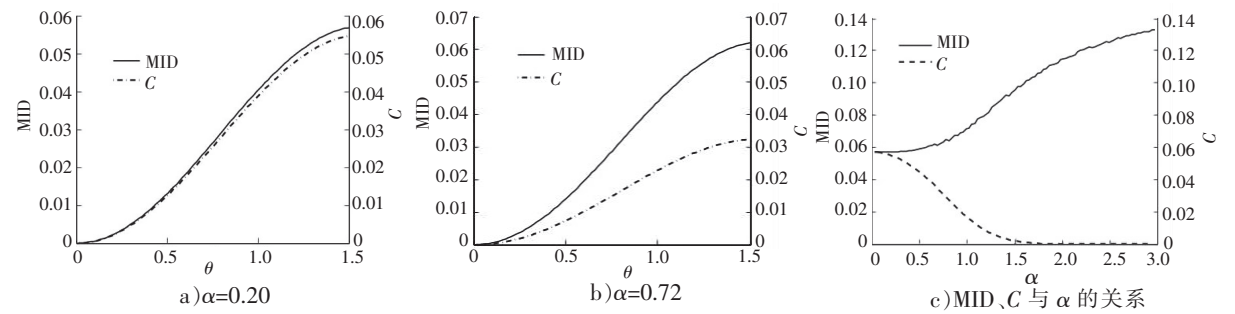


图 2 奇相干态信号场下量子关联 MID 和量子纠缠 C 的绝热生成

Fig. 2 Adiabatic generation of quantum correlation MID and quantum entanglement C when an odd coherent state is used as a signal field

4.2 偶相干态信号场

选择偶相干态作为信号场，利用 EIT 机制将信息转移到原子系综。对于一个小的 α ($\alpha = 0.20$)，随着控制场强度的增加，量子关联和量子纠缠同样能够被绝热地生成。当信号场的信息全部转移到原子系综时，量子关联和纠缠都达到了最大值，量子关联和量子纠缠差异很大，量子纠缠要大于量子关联，这可以通过比较图 3a 与图 2a 看出。另一个主要的差异在于，此时生成的量子关联和纠缠都非常微弱。但是对于一个较大的 α ($\alpha = 0.72$)，随着信息的转移发现，二者的差值逐渐减小，当信息转移完毕，二者几乎没有什么差异，如图 3b 所示。

同样，为了能够看到 α 对量子关联和量子纠缠带来的影响，画出了信息转移完毕时二者随 α 的依赖关系，如图 3c 所示，由图 3c 可见，量子关联和量子纠缠的生成不同于奇相干态时的情形。量子关联和量子纠缠都是从 0 开始逐渐增加，量子关联经历了一个由缓到快、由快到缓的过程。数值计算显示，当 α 达到某个临界值以后，量子关联不再随 α 的增加而增加。而量子纠缠则经历了一个先快速增加而后又快速减小并最后趋近于 0 的过程。随着 α 的增加，两原子最终也是变为了无纠缠的弱量子关联态。

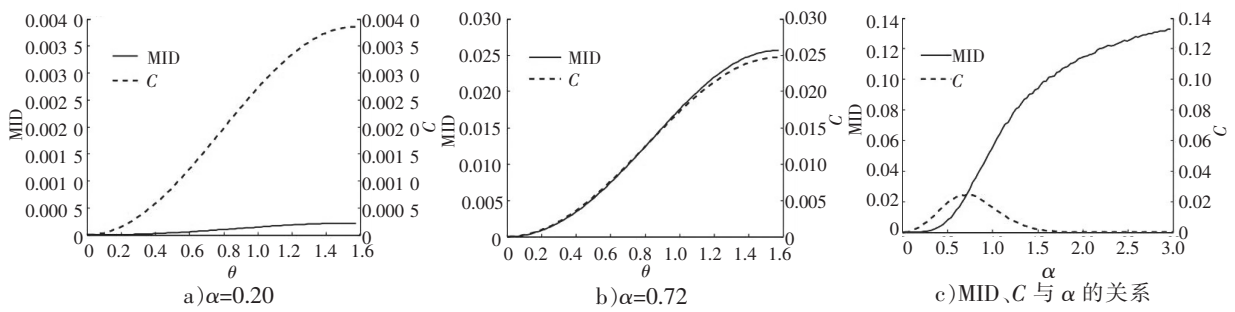


图 3 偶相干态作为信号场下量子关联 MID 和量子纠缠 C 的绝热生成

Fig. 3 Adiabatic generation of quantum correlation MID and quantum entanglement C when an even coherent state is used as a signal field

4.3 系综原子个数对量子关联与纠缠的影响

为了能够看到系综内原子个数 N 对量子关联和量子纠缠带来的影响，对于相同的平均光子数，本文针对不同的原子数，画出了量子关联和纠缠随 α 的依赖关系。通过设定 $N = 15 < a^+a > +20$ 和 $N = 40 < a^+a > +20$ ，数值结果显示，无论是奇数相干态还是偶数相干态，系综内的原子个数越大，生成的量子关联越小，如图 4a 和图 4b 中的两组实线比较所示。对于纠缠有着类似的影响，如图 4a 和图 4b 中的两组虚线比较所示。

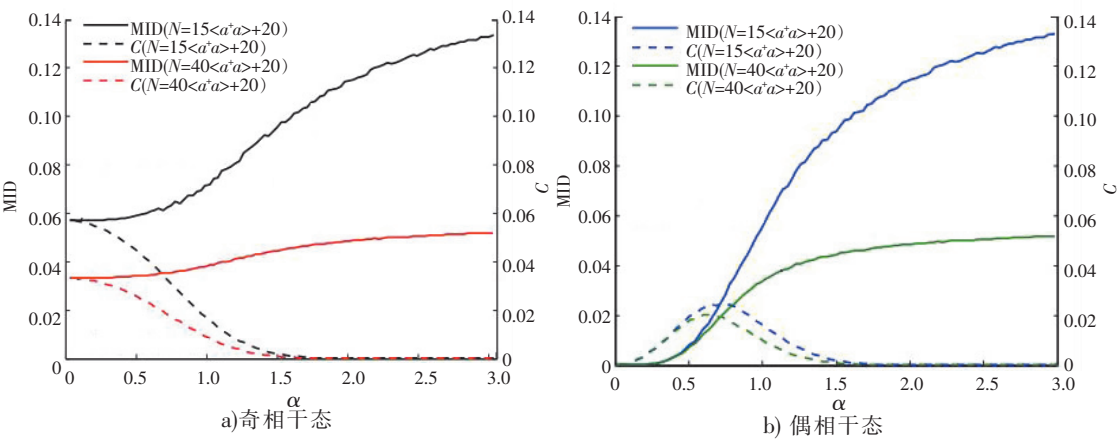


图 4 奇偶相干态信号场下系综内原子个数对量子关联 MID 和量子纠缠 C 的影响

Fig. 4 The influence of the number of atoms in the ensemble on the quantum correlation MID and quantum entanglement C when an even and odd coherent state is used as a signal field

4 结论

EIT 技术本质是将光场的量子态映射到原子系综，通过对量子关联和纠缠的研究发现，EIT 技术能够很好地区分不同类型的信号场。信号场的差异导致了系综内生成的量子关联和量子纠缠明显不同。利用 EIT 技术，通过逆向操作也可以把系综的量子态映射到光场，从而把原子系综的各种非经典特性转移到光场中。

[参 考 文 献]

[1] EINSTEIN A, PODOLSKY B, ROSEN N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? [J]. Phys Rev, 1935, 47: 777-781.

[2] SCHRODINGER E. Die gegenwartige situation in der Quantenmechanik [J]. Naturwissenschaften, 1935, 23: 807-812.

[3] BENNETT C H, BRASSARD G. Teleporting an unknown quantum state via dual classic and EPR channels [J]. Phys Rev Lett, 1993, 70: 1895-1898.

[4] KARLSSON A, BOURENNANE M. Quantum teleportation using three-particle entanglement [J]. Phys Rev A, 1998, 58: 4394-4400.

[5] ZHOU J D, ZHANG Y D, HOU G. Teleportation scheme of S-level quantum pure states by two-level Einstein-Podolsky-Rosen states [J]. Phys Rev A, 2001, 64: 12301-12304.

[6] OLLIVIER H, ZUREK W H. Quantum discord: a measure of the quantumness of correlations [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88: 17901-17904.

[7] MADHOK V, DATTA A. Quantum discord as a resource in quantum communication [J]. International Journal of Modern Physics B, 2013, 27(1): 1345041.

[8] DATTA A, SHAJJ A, CAVES C M. Quantum discord and the power of one qubit [J]. Phys Rev Lett, 2008, 100: 50502-50506.

[9] LANYON B P, BARBIERI M, ALMEIDA M P, et al. Experimental quantum computing without entanglement [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101: 200501.

[10] LUO S L. Using measurement-induced disturbance to characterize correlations as classical or quantum [J]. Phys Rev A, 2008, 77: 022301.

[11] YUAN H, WEI L F. Correlation dynamics of two-parameter qubit-qutrit states under decoherence [J]. Chin Phys B, 2013, 22: 050303.

[12] LI L, YANG G H. Quantum correlations in a two-qubit anisotropic Heisenberg XYZ chain with uniform magnetic field [J]. Chin Phys B, 2014, 23: 070306.

- [13] CURIC D, RICHARDSON M C, THKKADATH G S, et al. Experimental investigation of measurement induced disturbance and time symmetry in quantum physics[J]. *Phys Rev A*, 2018, 97:042128.
- [14] XIE C M, WU F Y, ZHANG Z J, et al. Increasing quantum correlations based on measurement-induced disturbance via a swapping procedure with two-qubit mixed states[J]. *Entropy*, 2021, 23:1606-1617.
- [15] WANG Y Z, ZHOU F Y, YANG L L, et al. Using measurement induced disturbance to characterize correlations of multipartite non-classical states[J]. *International Journal of Quantum Information*, 2022, 20(4):2250006.
- [16] CHRUSCINSKI D D, MATSUOKA T. Quantum conditional probability and measurement induced disturbance of quantum channels[J]. *Report on Mathematical Physics*, 2020, 86:115-128.
- [17] YE B L, LIU Y M, LIU X S, et al. Quantum correlations in a family of bipartite qubit-qutrit separable states[J]. *Chin Rev Lett*, 2013, 30:020302.
- [18] WANG J C, JING J L, FAN H. Quantum discord and measurement-induced disturbance in the background of dilaton black holes [J]. *Phys Rev D*, 2014, 90:025032.
- [19] SCULLY M O. From lasers and masers to phaseonium and phasers[J]. *Phys Rep*, 1992, 219:191-201.
- [20] HARRIS S E. Induced transparency[J]. *Phys Today*, 1997, 50:36-42.
- [21] HARRIS S E, FIELD J E, KASAPI A. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency[J]. *Phys Rev A*, 1992, 46:29-32.
- [22] MILLER J L. Atomic force microscopy probes fractional differences in chemical bond order [J]. *Phys Today*, 2012, 65:14-20.
- [23] BAUR S, TIARKS D, REMPE G, DURR S. Single-photon switch based on rydberg blockade [J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 112:073901.
- [24] GORNIACZYK H, TRESP C, BIENIAS P, et al. Electrically tuned Förster resonance enhances single photon nonlinearity mediated by Rydberg[J]. *Nat Communication*, 2016, 7:12480-12486.
- [25] ZHAO Z, GU Z, AKO R T, et al. Coherently controllable terahertz plasmon-induced transparency using a coupled Fano-Lorentzian metasurface S[J]. *Opt Express*, 2020, 28:15573-15586.
- [26] HAU L V, HARRIS S E, DUTTON Z, et al. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, 397:594-598.
- [27] LIU C, DUTTON Z, BEHROOZI C H, et al. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature*, 2001, 409:490-493.
- [28] HAM B S, SHAHRIAR M S, KIM M K, et al. Frequency-selective time-domain optical data storage by electromagnetically induced transparency in a rare-earth-doped solid[J]. *Opt Lett*, 1997, 22:1849-1851.
- [29] HAM B S, HEMMER P R. Coherence switching in a four-level system; quantum switching[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84:4080-4084.
- [30] GONG Z R, WANG X G, SUN C P. Adiabatic creation of atomic squeezing in dark states versus decoherences[J]. *Phys Rev A*, 2010, 82:12112-12123.
- [31] LUKIN M D, YELIN S F, FLEISCHHAUER M. Entanglement of atomic ensembles by trapping correlated photon states[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84:4232-4235.
- [32] FLEISCHHAUER M, LUKIN M D. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84:5094-5098.

(责任编辑 马建华 英文审校 黄振坤)