

双自旋系统中的量子失协问题研究

王丹琴 何创创

Investigation of quantum discord for two-spin system

Wang Dan-Qin He Chuang-Chuang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 043403 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.043403

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.043403>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

共同环境中三原子间纠缠演化特性研究

Entanglement evolution of three interacting twolevel atoms within a common environment

物理学报.2015, 64(1): 010302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.010302>

极性分子摆动态的三体量子关联

Tripartite quantum correlations of polar molecules in pendular states

物理学报.2014, 63(20): 200302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.200302>

光与物质相互作用系统中的量子 Fisher 信息和自旋压缩

Quantum Fisher information and spin squeezing in the interaction system of light and matter

物理学报.2014, 63(17): 170302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.170302>

不同方向 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用和磁场对自旋系统纠缠和保真度退相干的影响

Effects of different Dzyaloshinskii-Moriya interaction and magnetic field on entanglement and fidelity intrinsic decoherence in a spin system

物理学报.2014, 63(11): 110302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110302>

弱相干场原子-腔-光纤系统中的量子失协

Quantum discord in the system of two atoms trapped in weak coherent state cavities connected by an optical fiber

物理学报.2014, 63(11): 110303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110303>

双自旋系统中的量子失协问题研究

王丹琴[†] 何创创

(西安电子科技大学先进材料与纳米科技学院, 西安 710126)

(2014年6月10日收到; 2014年10月4日收到修改稿)

利用量子失协的几何度量方案研究了双自旋海森伯(Heisenberg)模型中的量子关联特性, 得到了一般情形下两量子态量子失协度的解析表达式, 讨论了量子位之间的耦合强度、温度和外加磁场强度等对量子关联大小的影响, 并给出了对应的量子关联调控方案. 此外还发现在低温下量子失协存在突变的现象. 结果表明, 在双自旋的海森伯模型体系下, 可以通过对系统参数(如温度、耦合强度、磁场强度等)的调节来实现对量子关联大小的有效调控, 这将会对在量子信息科学中精确控制量子失协和实现量子态的隐形传输以及量子逻辑门的设计提供一定的借鉴和指导意义.

关键词: 量子失协, 自旋系统

PACS: 34.80.Pa, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.64.043403

1 引言

量子关联作为量子信息论中的一个更普适的概念, 它是对量子态性质进行更广义的一种刻画且折射了体系中量子态各部分之间的联系; 同时它在量子计算和量子信息科学中占有非常重要的地位^[1-4]. 在量子信息科学研究的初期, 纠缠一度被理解为是量子计算机优于经典计算机的主要物理信息资源和关键所在, 从而受到人们的广泛关注^[5-7]. 例如, 郭亮和梁先庭^[5]研究了Tavis-Cummings模型中的两子系统间的纠缠演化; Raimond等^[6]在腔体中成功操控了原子和光子的纠缠. 但随着研究的不断深入, 人们发现纠缠仅仅只是量子关联中特殊的一类且无论从定义、度量还是到相关量子效应等方面, 量子关联都较量子纠缠更具有普适性和典型性. 随后人们又发现, 没有纠缠的量子关联也能够实现很多量子信息的过程, 如单量子比特的确定性量子计算^[8,9]、估计Grover搜索算法中的量子关联^[10,11]、研究量子相变等, 更为重要的是量子关联可以不被环境所破坏^[12], 这在量子纠缠中是不可实现的. 因此, 量子关联及其相

关的问题成为了近年来量子信息科学的一个新的研究热点^[13,14].

如何对量子关联进行完整的表征和简单的量化是目前亟待解决的问题. 2001年, Henderson和Vedral^[15]给出了经典关联需要满足的四个准则, 并由此定义了一种基于互信息的经典关联度量方案. 之后不久, Ollivier和Zurek^[16]发现量子纠缠并不包含所有的量子关联, 有些分离态(非纠缠态)也存在部分量子关联, 并提出用量子失协(quantum discord)来表征和度量量子关联的大小. 2008年, Datta等^[17]和Lanyon等^[18]分别从理论与实验的角度论证了基于量子失协的量子计算的可行性, 证明量子失协可以作为量子关联的一种有效度量. 量子失协作为一个新的概念, 它定义为子系统间的总关联与经典关联的差值. 在Ollivier和Zurek提出的量子失协计算中, 关于经典关联的计算通常都需要引入一套完备的测量基, 同时还要对其做进一步的优化. 这就使得有关量子失协的计算往往会非常复杂, 即使仅就两体系统而言, 基于互信息的量子失协的计算也是比较复杂且很难得到确定的解析表达式^[19-21], 这在很大程度上阻碍了量子失协相关方面的研究进展. 鉴于此, Dakić等^[22]在2010

[†] 通信作者. E-mail: wdqhc612@163.com

年提出基于希尔伯特-施密特范数的量子失协的几何度量 (geometrical quantum discord) 方案, 它定义量子失协为量子态与零量子失协态集合差的最小希尔伯特-施密特范数的平方, 且对两量子位态它有严格的解. 这不仅使得两体系统中量子关联的相关计算简化, 而且可以得到确定的解析表达式.

但是时至今日, 对于量子关联的研究大多局限于量子光学体系中^[23-25], 这一方面是因为量子光学体系在量子信息研究中处于领先地位, 另一方面是因为控制原子比控制电子自旋和核自旋相对要容易得多. 但是在实际的应用中, 大规模的量子信息处理任务需要在一种可扩展和易于集成的系统中实现. 而自旋系统往往可以满足这一要求, 且在量子态的传输或者利用自旋构造量子逻辑门方面都显示了其特有的优势. 海森伯 (Heisenberg) 模型是一个经典的理论模型, 它自身就可以在量子点系统、原子核自旋系统、光晶格和电子自旋等许多物理系统中实现, 且目前已经用于模拟量子计算机的研究中. 因此, 基于自旋海森伯体系下的量子关联特性的研究是非常有意义和必要的.

双自旋海森伯模型作为常用的模型之一, 人们利用它分析研究了量子关联度量 (如测量诱导扰动 (measurement-induced disturbance)、并协 (concurrency) 和量子失协 (quantum discord) 等) 在外加磁场和温度下的各种相关问题, 并得到了很多十分有用的结果. 但是有关几何量子失协度量下的双自旋海森伯模型中的量子关联问题却鲜有研究. 因此, 本文利用量子失协的几何度量定义研究了双自旋海森伯模型体系中的量子关联特性, 得到了量子失协的解析表达式; 考察了量子位间耦合强度、温度和外加磁场强度等对量子失协大小的影响. 结果表明: 强耦合量子态对外加磁场的变化有更好的抗干扰性; 此外还发现在低温下几何量子失协度存在突变的现象.

2 理论模型

2.1 量子失协的几何度量

对于给定希尔伯特空间中 $H = H_A \otimes H_B$ 的量子态 ρ , 如果我们对子系统 A 进行量子测量, 则量子失协的几何度量定义为已知态 ρ 和零量子失协态集合之间的最短“距离”^[22], 即

$$D_A^g(\rho) = \min_{x \in \Omega_0} \|\rho - x\|^2, \quad (1)$$

其中, Ω_0 是零量子失协态的集合; $x = P_1|\varphi_1\rangle\langle\varphi_1| \otimes \rho_1 + P_2|\varphi_2\rangle\langle\varphi_2| \otimes \rho_2$ 表示任一零量子失协态. 其中, $\{|\varphi_1\rangle, |\varphi_2\rangle\}$ 为子系统 A 的单比特正交归一基, ρ_1, ρ_2 为子系统 B 的任意态, P_1, P_2 (当对子系 A 进行测量时粒子分别处于 $|\varphi_1\rangle, |\varphi_2\rangle$ 的概率) 为非负定的数且满足 $P_1 + P_2 = 1$.

为计算量子失协度, 将一般态 ρ 表示成定域的布洛赫球 (local Bloch vectors) 的形式, 即

$$\rho = \frac{1}{4} \left[\mathbf{I} \otimes \mathbf{I} + \sum_{i=1}^3 (x_i \sigma_i \otimes \mathbf{I} + y_i \mathbf{I} \otimes \sigma_i) + \sum_{i,j=1}^3 R_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j \right], \quad (2)$$

这里, \mathbf{I} 为单位矩阵; $\sigma_i, i \in \{1, 2, 3\}$ 为泡利矩阵; $x_i = \text{Tr} \rho(\sigma_i \otimes \mathbf{I}), y_i = \text{Tr} \rho(\mathbf{I} \otimes \sigma_i)$ 表示定域布洛赫球部分; $R_{ij} = \text{Tr} \rho(\sigma_i \otimes \sigma_j)$ 表示关联强度部分, 是关联矩阵 \mathbf{R} 的矩阵元, 其中 Tr 为求迹运算, 即对矩阵的对角元求和.

将方程 (2) 代入方程 (1), 经化简可得

$$D_A^g(\rho) = \frac{1}{4} (\|\mathbf{x}\|^2 + \|\mathbf{R}\|^2 - k_{\max}), \quad (3)$$

式中, $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)^T, \mathbf{T}$ 代表矩阵的转置; \mathbf{R} 表示关联矩阵; k_{\max} 表示矩阵 $\mathbf{K} = \mathbf{x}\mathbf{x}^T + \mathbf{R}\mathbf{R}^T$ 的最大特征值; $\|\mathbf{x}\|^2, \|\mathbf{R}\|^2$ 表示希尔伯特-施密特范数, $\|\mathbf{x}\|^2 = \text{Tr}(\mathbf{x}\mathbf{x}^T), \|\mathbf{R}\|^2 = \text{Tr}(\mathbf{R}\mathbf{R}^T)$.

2.2 理论模型的建立

考虑如下的系统哈密顿量^[26]

$$H = J_x \sigma_x^1 \otimes \sigma_x^2 + J_y \sigma_y^1 \otimes \sigma_y^2 + J_z \sigma_z^1 \otimes \sigma_z^2 + B_z (\sigma_z^1 \otimes \mathbf{I} + \mathbf{I} \otimes \sigma_z^2), \quad (4)$$

其中, 上标 1, 2 对应于粒子 1 和粒子 2; J_x, J_y 和 J_z 分别表示沿 x, y 和 z 方向的耦合系数; $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ 为泡利矩阵; \mathbf{I} 为 2×2 单位矩阵; B_z 为沿 z 方向的外加磁场强度.

由量子力学的知识, 易得能量的本征方程 (设 E 表示能量本征值, $|\varphi\rangle$ 表示本征向量) 为

$$H|\varphi\rangle = E|\varphi\rangle. \quad (5)$$

根据方程 (4) 和 (5) 可以解得系统哈密顿量的本征值为

$$E_{1,2} = J_z \pm \sqrt{4B_z^2 + (J_x - J_y)^2},$$

$$E_{3,4} = \pm(J_x + J_y) - J_z, \quad (6)$$

和在标准基为 $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$ 的情况下对应的本征态为

$$\begin{aligned} |\varphi_1\rangle &= M\sqrt{\frac{1}{M^2+1}}|00\rangle + \sqrt{\frac{1}{M^2+1}}|11\rangle, \\ |\varphi_2\rangle &= V\sqrt{\frac{1}{V^2+1}}|00\rangle + \sqrt{\frac{1}{V^2+1}}|11\rangle, \\ |\varphi_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|10\rangle, \\ |\varphi_4\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|10\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

式中,

$$\begin{aligned} M &= \frac{2B_z + \sqrt{4B_z^2 + (J_x - J_y)^2}}{J_x - J_y}, \\ V &= \frac{2B_z - \sqrt{4B_z^2 + (J_x - J_y)^2}}{J_x - J_y}. \end{aligned} \quad (8)$$

3 结果与讨论

求得系统哈密顿量的本征值和本征态后, 结合方程(1)—(3)便可计算系统的量子失协度的大小. 系统密度矩阵为^[27]

$$\hat{\rho} = \sum_{i=1}^4 |\varphi_i\rangle P_i \langle \varphi_i|, \quad (9)$$

式中, $|\varphi_i\rangle$ 为系统的本征态, $P_i = Z^{-1} \exp(-E_i/\Gamma)$ 为粒子处于该态的概率. 这里, $\Gamma = k_B T$, $Z = \sum_{i=1}^4 \exp(-E_i/\Gamma)$ 为配分函数, k_B 为玻尔兹曼常数.

将(6), (7)式代入(9)式可以推得密度矩阵

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} c_{11} & 0 & 0 & c_{14} \\ 0 & c_{22} & c_{23} & 0 \\ 0 & c_{32} & c_{33} & 0 \\ c_{41} & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中 $c_{32} = c_{23}$, $c_{33} = c_{22}$, $c_{41} = c_{14}$, 且

$$\begin{aligned} c_{11} &= \frac{1}{Z} \left(\exp(-E_1/\Gamma) \frac{M^2}{M^2+1} + \exp(-E_2/\Gamma) \frac{V^2}{V^2+1} \right), \\ c_{14} &= \frac{1}{Z} \left(\exp(-E_1/\Gamma) \frac{M^2}{M^2+1} + \exp(-E_2/\Gamma) \frac{V}{V^2+1} \right), \\ c_{22} &= \frac{1}{Z} \left(\exp(-E_3/\Gamma) \frac{1}{2} + \exp(-E_4/\Gamma) \frac{1}{2} \right), \\ c_{23} &= \frac{1}{Z} \left(\exp(-E_3/\Gamma) \frac{1}{2} + \exp(-E_4/\Gamma) \frac{1}{2} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_{44} &= \frac{1}{Z} \left(\exp(-E_1/\Gamma) \frac{1}{M^2+1} + \exp(-E_2/\Gamma) \frac{1}{V^2+1} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

联立(2), (3), (10)式即可得失协度

$$\begin{aligned} D_A^g(\rho) &= \frac{1}{4} \min \left((c_{11} - c_{44})^2 + 4(-c_{14} + c_{23})^2 \right. \\ &\quad + (c_{11} + c_{44} - 2c_{22})^2, (c_{11} - c_{44})^2 \\ &\quad + 4(c_{14} + c_{23})^2 + (c_{11} + c_{44} - 2c_{22})^2, \\ &\quad \left. 8c_{14}^2 + 8c_{23}^2 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

接下来我们利用上述结果讨论量子位之间的耦合强度、温度和外加磁场强度等对量子关联大小的具体影响.

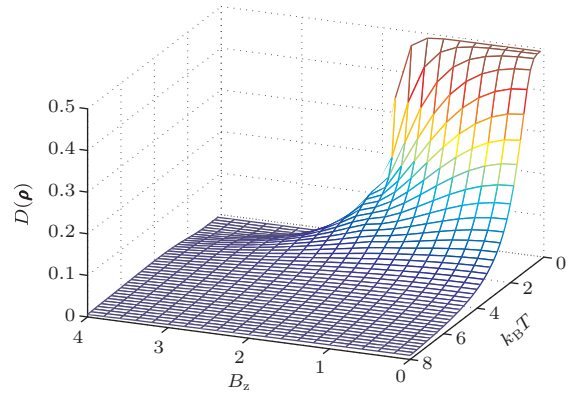


图1 $J_x = J_y = J_z = 1$ 时量子失协随温度和磁场强度的变化

1) 当 $J_x = J_y = J_z = 1$, $B_z \neq 0$ 时, 根据方程(6)和(8)可得 $M = \infty$, $V = 0$, $E_1 = 1 + 2B_z$, $E_2 = 1 - 2B_z$, $E_3 = 1$, $E_4 = -3$. 图1是双自旋系统处于外加磁场环境下, 两量子态间的失协度随体系温度和磁场强度的变化. 从图1可以明显看出: 当外磁场强度较弱 ($0 < B_z < 2$) 时, 失协度随温度的升高而单调地从峰值衰减到零; 而当外磁场较强 ($B_z > 2$) 时, 失协度随着温度的升高先增加后减小, 且峰值较低, 受温度变化的影响很小. 另外, 当体系处于低温环境 ($0 < k_B T < 4$) 下, 失协度随外加磁场强度的增加而单调衰减; 而在高温环境 ($k_B T > 4$) 下, 失谐度的峰值变得非常小 (< 0.05) 且对磁场的依赖性降低. 这表明几何量子失协不仅对温度和外加磁场强度的依赖程度不尽相同, 且其在温度和磁场下有不同的演化规律. 同时可以发现, 温度越高, 外加磁场强度越强, 量子失协的值就越小, 但三者之间的大小没有绝对的定论. 不同的温度与不同的外加磁场强度可能导致

量子失协大小的不同. 最后还可以看到, 在某一温度或磁场强度下, 几何量子失协的值变化最大, 即最容易受环境波动的影响, 这体现了量子性质的特点.

2) 当 $J_x = J_y = J_z = J, B_z \neq 0$ 时, 同理可得 $M = \infty, V = 0, E_1 = J + 2B_z, E_2 = J - 2B_z, E_3 = J, E_4 = -3J$. 图2是外加磁场强度为 $B_z = 0.5$ 和 10 时, 几何量子失协随耦合强度 J 和温

度 $k_B T$ 的变化. 从图2可以看出, 几何量子失协的值随温度的升高而单调地衰减, 且随着耦合强度的增加, 衰减的速度逐渐减小. 另外可以看到, 在低温附近 ($k_B T \approx 0$), 当外加磁场强度从 $B_z = 0.5$ 增强至 $B_z = 10$ 时, 弱耦合 ($J < 4.5$) 态的失协度变为零, 而强耦合态的失协度仅仅只是有轻微的减小. 这表明处于强耦合态的量子态对外界环境(如外加磁场)的变化有着更强的抵抗性.

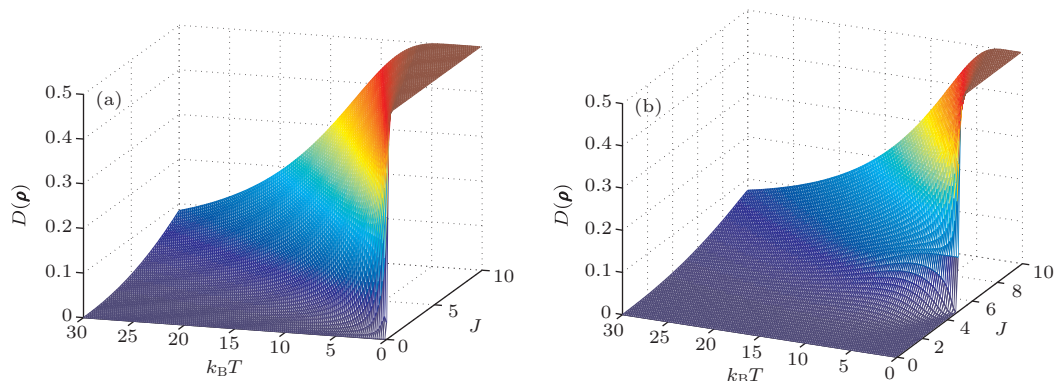


图2 $B_z = 0.5, 10$ 时量子失协随耦合强度 J 和温度 $k_B T$ 的变化 (a) $B_z = 0.5$; (b) $B_z = 10$

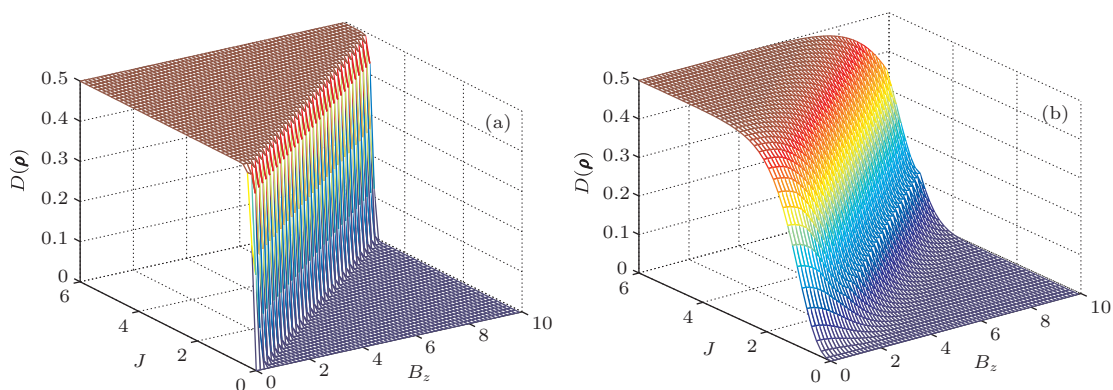


图3 $k_B T = 0.02, 2$ 时量子失协随磁场强度和耦合强度的变化 (a) $k_B T = 0.02$; (b) $k_B T = 2$

图3为当 $k_B T = 0.02$ 和 2 时, 几何量子失协随磁场强度 B_z 和量子位间耦合强度 J 的变化. 从图3可以明显看到: 对于低温情形 ($k_B T = 0.02$) 存在一临界耦合强度 J_c , 当耦合强度 $J < J_c$ 时量子失协为零; 而当 $J > J_c$ 时, 几何量子失协在 J_c 处跃变为有限大小的恒值, 且 J_c 随着磁场强度 B_z 的增大而增大. 同样对于磁场强度 B_z , 存在一临界值 B_c , 当 $B_z < B_c$ 时, 几何量子失协为一恒值; 而当 $B_z > B_c$ 时, 几何量子失协的值在 B_c 处跃变为零. 但是对于有限温度 ($k_B T = 2$) 而言, 几何量子失协随着耦合强度 J 的增大而单调地增大, 且最后趋于

一恒定值, 但增大的速度随着磁场强度 B_z 的增大而逐渐减小. 另外可以发现, 随着磁场强度 B_z 的增加, 几何量子失协单调地衰减, 且随着耦合强度 J 的增加衰减的速度逐渐减小. 由此可见, 在极低温度 ($k_B T = 0.02$) 下, 几何量子失协在某一有限的磁场强度 B_c 或耦合强度 J_c 下会出现一个突变; 而在较高温度 ($k_B T = 2$) 时, 几何量子失协却没有出现这种突变的现象. 一般情况下, 处于纠缠的两量子态往往存在着这种突变的行为.

在双自旋系统中, 二维空间的两量子态之间的纠缠可以记为

$$\begin{aligned}
 E(\rho_{AB}) &= -\left(\frac{1+\sqrt{1-C^2}}{2}\right)\log_2\left(\frac{1+\sqrt{1-C^2}}{2}\right) \\
 &\quad -\left(\frac{1-\sqrt{1-C^2}}{2}\right)\log_2\left(\frac{1-\sqrt{1-C^2}}{2}\right), \quad (13)
 \end{aligned}$$

其中 C 表示共生纠缠度 (concurrence), 根据 (10) 式给出的密度矩阵可得

$$C = 2 \max(0, |c_{23}| - \sqrt{c_{11}c_{44}}, |c_{14}| - \sqrt{c_{22}c_{33}}). \quad (14)$$

联立 (6), (8), (11), (14) 式可以计算得出

$$C = \max\left(\frac{\exp(4J/\Gamma) - 3}{Z}, 0\right). \quad (15)$$

由此可知, 在低温下, C 大于零, 量子态中含有纠缠; 而在有限温度下, 当 C 小于零即 $\exp(4J/\Gamma) < 3$ 时不存在纠缠态. 这表明在低温下体系的量子关联态中含有纠缠态的信息, 但是随着温度的升高, 纠缠态消失而只含有非纠缠态的量子关联. 由此可知, 在一定的条件下通过对体系温度与量子态间耦合强度的调控可以使得几何量子失协度保持不变, 即不受外加磁场变化的影响.

4 结 论

本文采用量子失协的几何度量方法研究了双自旋海森伯模型中的量子关联特性. 首先计算得到了系统的本征值和本征态; 然后给出了一般情形下两量子态失协度的解析表达式; 另外系统地考察了量子位间耦合强度、温度和外加磁场强度对几何量子失协大小的影响. 1) 几何量子失协在温度与外加磁场下表现出了不同的演化特性. 在外磁场较弱时, 几何量子失协度随着温度的升高而单调下降; 而在外磁场较强时, 随着温度的升高, 失协度先增加后减小. 但是在温度作用下, 失协度随着磁场强度的增加而单调减小. 2) 几何量子失协随温度的升高而单调衰减, 且随着耦合强度的增加, 衰减的速度逐渐减小; 同时强耦合态对外加磁场的变化拥有更好的抵抗性. 因此, 可以通过增强量子态间的耦合强度来提高体系的量子关联对外界环境 (如温度和外加磁场) 变化的抗干扰性. 另外值得注意的是, 在低温 ($k_B T = 0.02$) 和有限的温度 ($k_B T = 2$) 下, 量子失协显现出了完全不同的演化特点. 在低温

下, 量子失协发生了突变; 而在有限的温度下, 量子失协随磁场强度的增加而单调衰减, 且同时随着耦合强度的增强而增大, 但却没有出现突变的现象. 这表明在低温下量子态为纠缠态, 而当温度升高时纠缠态湮没消失, 此时量子态仅含有非纠缠的量子关联. 因此在双自旋海森伯体系下, 可以通过调节系统的参数 (如温度、耦合强度、磁场强度等) 来实现对量子关联大小的有效调控, 这将对在量子信息科学中精确控制量子失协和为实现量子态的隐形传输与量子逻辑门的设计提供一定的借鉴和指导.

参考文献

- [1] Madhok V, Datta A 2013 *Int. J. Mod. Phys. B* **27** 1345041
- [2] Horodecki R, Horodecki P, Horodecki M, Horodecki K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 865
- [3] Hu M L, Fan H 2013 *Phys. Rev. A* **87** 022314
- [4] Streltsov A, Zurek W H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 040401
- [5] Guo L, Liang X T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 50 (in Chinese) [郭亮, 梁先庭 2009 物理学报 **58** 50]
- [6] Raimond J M, Brune M, Haroche S 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 565
- [7] Cleve R, van Dam W, Nielsen M, Tapp A 2013 *Theor. Comput. Sci.* **486** 11
- [8] Ávila M, Sun G H, Salas-Brito A L 2014 *Adv. Math. Phys.* **2014** 4
- [9] Pang C Q, Zhang F L, Xu L F, Chen J L 2013 *Phys. Rev. A* **88** 052331
- [10] He Z, Li L W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 180301 (in Chinese) [贺志, 李龙武 2013 物理学报 **62** 180301]
- [11] Cui J, Fan H 2010 *J. Phys. A: Math. Theor.* **43** 045305
- [12] Xu J S, Xu X Y, Li C F, Zhang C J, Zou X B, Guo G C 2010 *Nat. Commun.* **1** 7
- [13] Ding B F, Wang X Y, Liu J F, Yan L, Zhao H P 2012 *Chin. Phys. Lett.* **28** 104216
- [14] Ferraro A, Aolota L, Cavalcanti D, Cucchietti F M, Acin A 2010 *Phys. Rev. A* **81** 052318
- [15] Henderson L, Vedral V 2001 *J. Phys. A: Math. Gen.* **34** 6899
- [16] Ollivier H, Zurek W H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 017901
- [17] Datta A, Shaji A, Caves C M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 050502
- [18] Lanyon B P, Barbieri M, Almeida M P, White A G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 200501
- [19] Wei H R, Ren B C, Deng F G 2013 *Quantum Inf. Process* **12** 1109
- [20] Chen L, Shao X Q, Zhang S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 188
- [21] Keshari S R, Caves C M, Ralph T C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012119
- [22] Dakić B, Vedral V, Brukner Č 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 190502

- [23] Lu D M, Qiu C D 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110303 (in Chinese) [卢道明, 邱昌东 2014 物理学报 **63** 110303]
- [24] Sabapathy K K, Ivan J S, Ghosh S, Simon R 2013 [arXiv: 1304.4857v2](https://arxiv.org/abs/1304.4857v2) [quant-ph]
- [25] Montealegre J D, Paula F M, Saguia A, Sarandy M S 2013 *Phys. Rev. A* **87** 042115
- [26] Liu B Q, Shao B, Li J G, Zou J, Wu L A 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052112
- [27] Li C Z 2000 *Quantum Communication and Computing* (Changsha: National University of Defence Technology Press) p78 (in Chinese) [李承祖 2000 量子通信与量子计算 (长沙: 国防科技大学出版社) 第 78 页]

Investigation of quantum discord for two-spin system

Wang Dan-Qin[†] He Chuang-Chuang

(School of Advanced Materials and Nanotechnology, Xidian University, Xi'an 710126, China)

(Received 10 June 2014; revised manuscript received 4 October 2014)

Abstract

By adopting the concept of the geometric measure of quantum discord, we explore the property of quantum correlation in the two-spin Heisenberg model, gain the analytic expression of quantum discord in the general case, and discuss the influences of the coupling constant, temperature, the intensity of the external magnetic field on magnitude of the quantum correlation. The corresponding scheme of tuning quantum correlation is also given in this paper. In addition, we find that quantum discord has a sudden transition in the lower temperature. Results show that adjusting systematic parameters, which are temperature, coupling strength, magnetic field intensity, etc, is an effective way to control the value of quantum correlation in the double spin Heisenberg model system. This provides a certain reference and significant guidance for the precise control of quantum discord and realizing the teleportation of quantum state and the design of quantum logic gates.

Keywords: quantum discord, spin system

PACS: 34.80.Pa, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.64.043403

[†] Corresponding author. E-mail: wdqhc612@163.com