

基于量子系综的准自旋波激发的量子存贮研究*

孙昌璞^{1,†} 李勇¹ 刘旭峰^{1,2}

(1 中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

(2 北京大学数学系 北京 100871)

摘要 如何利用实际的物理系统存贮光子的量子信息,是当前量子计算和量子通信研究的核心问题之一.近几年来,人们从理论和实验两个方面探讨了利用自由原子系综作为量子记忆体的可能性.最近,基于固定于格点上 Λ 型“原子”系综的准自旋波激发的研究,我们提出了实现光子信息量子存贮的新方案.这个方案的目标是为了克服自由原子系综量子存贮方案中存在的量子态漏损诱导退相干的致命问题.在研究过程中,作者发现了系综型量子记忆体中隐藏动力学的对称性和其绝热暗态演化的选择定则.为了使读者能确切地了解这个工作的意义,文章除了报道这个发表在 *Physical Review Letters* (2003 91 :147903) 的研究工作外,还扼要地介绍这个方案建立的前期关于原子系综对称集体激发的系列工作.

关键词 量子信息,量子存贮,动力学对称性

Quantum memory based on atomic ensembles with collective quasi-spin wave excitations

SUN Chang-Pu^{1,†} LI Yong¹ LIU Xu-Feng^{1,2}

(1 *Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

(2 *Department of Mathematics, Peking University, Beijing 100871, China*)

Abstract We present a new method for the storage of quantum information of photons based on the quasi-spin wave excitation of Λ -system atoms fixed at the sites of a lattice. The aim of this protocol is to avoid the disadvantage of the quantum memory scheme based on free atom ensembles, where decoherence is induced by quantum leakage of the collective state. In particular, we have discovered a universal dynamic symmetry hidden in various ensemble-based quantum storage schemes and a selectivity rule for the adiabatic dark state evolution. To understand the significance of this work we also give a brief overview of our earlier studies on collective symmetric excitons in quantum ensembles, which is necessary for our new quantum memory scheme.

Key words quantum information, quantum storage, dynamic symmetry

1 引言

量子信息(包含量子计算,量子通信和量子密码)^[1]是近年来迅速发展起来的、量子力学与信息科学交叉的前沿领域.其主要目标是充分利用量子态的相干特性,以崭新的方式进行信息的存贮、处理和传递,从而完成传统经典方式不能完成的任务,如在现代加密方案中起决定作用的大数因子化.目

前,虽然人们已经发现了各种量子信息的方案,但从实用的意义上讲,这些研究基本上还处在理论构想和实验演示的阶段,离实际应用还有相当遥远的距离.

* 国家自然科学基金(批准号 90203018)资助项目;国家重点基础研究发展计划(批准号 001GB309310)资助项目;中国科学院知识创新工程资助项目

2003-09-30 收到

† 通讯联系人. E-mail: suncp@itp.ac.cn; web page: <http://www.itp.ac.cn/~suncp>

阻碍量子信息实用化的主要原因是目前还没有找到足够理想的二能级系统作为量子信息的载体——量子比特(Quantum Bit)。事实上,一个物理系统要成为量子比特,有三点基本要求:(1)能够很方便地控制有关的相互作用,以实现量子相干的逻辑操作;(2)在逻辑门操作过程中能很好地保持其相干性,即退相干时间要足够的长;(3)能够规模化,把单个的量子比特集成起来,形成所谓的量子网络。目前量子信息研究的主要任务就是去寻求满足上述三个要求的物理系统(如图1)。

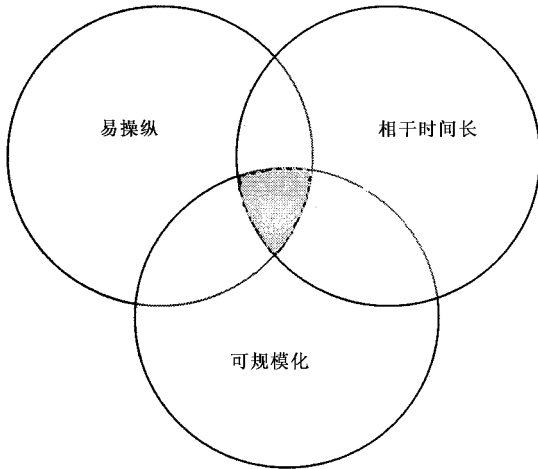


图1 物理系统作为量子比特需满足的三个基本要求:易操纵,相干时间长,可规模化

当然,除了上述基本要求之外,在量子信息网络中,不同的功能“部件”将对量子比特的其他属性有所要求,如传递量子信息要求光子之类的“飞行量子比特”,而存贮信息则要求量子比特具有空间上的局域特征。通常,原子和一些固体系统可以满足局域性这一附加要求,但还要同时满足上述三个基本要求就比较困难了。可操纵性的要求意味着量子比特与外场必须有较强的耦合,单原子与微腔耦合强度通常不能满足这种要求,为此人们设想可用多原子系综的方式增强有效耦合,有效地存贮与之耦合的光子信息。

在自由原子系综量子记忆体(quantum memory)中,空间非均匀耦合及其随机性会引起原子系综集体激发的量子漏损(quantum leakage),破坏体系的量子相干性。两年来,我们对这种退相干机制进行了一系列系统的理论分析。在此基础上,我们提出了一种新型的量子存贮的理论方案^[2],以克服这种退相干。在我们的方案中,利用固定在“晶格”上 Λ 型三能级原子系综的集体准自旋激发作为新型的量子存

贮(quantum storage),集体的准自旋波激发代替了原来方案中的全对称激发。特别是,我们发现这种新型的量子记忆体与光场相互作用隐藏着半直积群 $SU(2) \otimes \bar{h}_2$ 描述的动力学对称性。这个发现,使得我们能够比较完整地构造系统的低激发能谱,从而可以通过对称分析的方法,证明量子记忆子空间的稳固性(robustness)。我们这一系列工作充分显示量子力学对称性分析应用到信息科学中的潜在作用。

2 电磁诱导透明(EIT)与自由原子系综量子存贮

利用自由原子系综存贮光子信息的观念起源于电磁诱导透明(electromagnetically induced transparency, EIT)现象的研究^[3]。如图2,两束光与 Λ 型三能级原子耦合,其中一束很强的相干光(驱动光)把激发态 $|a\rangle$ 和亚稳态 $|c\rangle$ 耦合起来。这个强耦合作用会大大影响原子介质的色散性质,从而使得穿过原子介质的探测光的群速度变慢。通过改变驱动光耦合强度(拉比频率 Ω)和探测光耦合强度(拉比频率 g)的比值,探测光的群速度甚至可以变为零。形象地说,驱动光作用可以打开或者关闭一个“窗口”,使得探测光可以无吸收地透过介质或者被介质完全吸收。这种光学开关的机制不仅在近几年的实验中得以全面的展示^[4],而且启发Lukin和Fleischhauer等人^[5,6]提出利用自由原子系综存贮光子信息的理论方案。

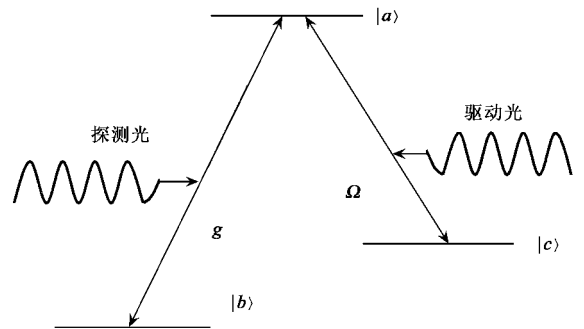


图2 三能级原子与两光场(探测光和驱动光)相互作用示意图(耦合系数分别是 g 和 Ω)

在他们的方案中,在驱动光的作用下,许多这样的 Λ 型三能级原子(原子总数为 N)与单模的量子探测光相干地耦合起来。由于原子间距小于量子光的波长,单原子图像不再适用。这种相干的原子系综与光场耦合,形成了一个缀饰(dressed)系统,其基

态是一个纯光场态 $|n\rangle$ 与 $|b\rangle$ 到 $|c\rangle$ 的激发相干叠加, 叠加系数由 Ω 和 g 的比例确定. 当绝热地改变 Ω 和 g 的比例, 这个基态会作为一种暗态绝热地从 $|n\rangle$ 变到 n 个 $|b\rangle$ 到 $|c\rangle$ 上的原子激发, 从而光子信息被相当有效地转移到原子集体激发态——多原子对称激发态

$$|c^n\rangle \propto \sum_{j_1 \dots j_n} |b_{j_1} b_{j_2} \dots c_{j_1} \dots c_{j_n} \dots b_N\rangle$$

中, 其中求和号代表对称化置换操作. 当光场初态 $|I(0)\rangle = \sum_n C_n |n\rangle$ 为 $|n\rangle$ 的相干叠加时, 这种绝热过程会把原子态由整体基态 $|G\rangle = |b^N\rangle$ 变为 $|A(T)\rangle = \sum_n C_n |c^n\rangle$.

3 集体激发的量子漏损 (quantum leakage)

虽然上述理论方案在逻辑上是自洽的, 但是在实际应用中不仅会遇到许多困难, 而且有一些困难甚至是原则性的. 我们最近的研究发现^[7], 上述对称化集体激发存在的条件是光场与原子的耦合是均匀的. 如果这种耦合是不均匀的, 我们就不能定义集体的准自旋, 从而无法确定原子对称激发态 $|c^n\rangle$. 事实上, 在一个简单的经典光场与多原子耦合的模型中, 仅当每一个原子与经典光场的耦合强度一样、耦合系数 $g_j = g$ 为一个统一的常数时, 原子系综中的每一个原子的激发处于相同的地位. 因此, 多原子的集体运动由不同的对称激发态以全面的描述, 在相应的模型哈密顿量 H_0 中可以引入集体准自旋, 作为集体自由度.

实际上, 在非均匀的相互作用驱动下, 原子系综不会保持在对称化的集体激发子空间中, 从而演化到非对称空间、有量子漏损. 漏损程度随着原子总数 N 的增多而增大, 当 N 变的足够大时, 利用原子系综进行的量子存贮不再有效. 这是基于自由原子系综量子存贮方案的致命弱点. 通常, 比较由 H_0 支配的理想集体演化 $U_0(t)$ 和由 H 支配的实际的演化 $U(t)$, 我们可以由定量地描述量子漏损. 图 3 中的实线和虚线分别描述了 $N=10$ 和 $N=2$ 时的量子漏损现象. 我们一系列的计算结果表明, 虽然应用 N 个原子的系综, 集体偶极或集体耦合强度有 \sqrt{N} 倍的增强, 但其量子退相干也有 \sqrt{N} 倍的增加. 因此, 从物理原理上讲, 原子系综的简单使用没有明显的优势.

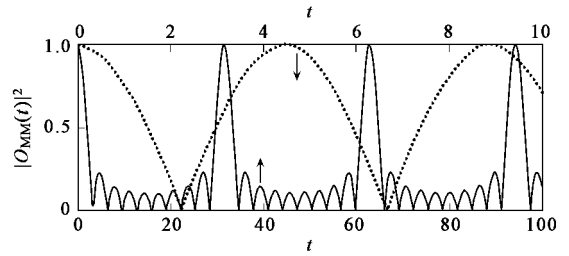


图 3 $N=10$ 和 $N=2$ 时的量子漏损现象: $|O_{MM}(t)|^2 = 1$ 意味着完全没有漏损; $|O_{MM}(t)|^2 = 0$ 意味着完全漏损. N 变大时量子漏损变大

从理论上讲, 量子漏损的出现会影响玻色型激发态的出现. 事实上, 当 $N \rightarrow \infty$, 且仅有少量原子处于激发态时, 联系于多原子对称激发态 $|c^n\rangle$ 的集体准自旋导致了满足对易关系 $[C, C^+] = 1$ 玻色子的定义. 可以证明^[8], 当 N 很大但有限时, C 和 C^+ 恰好满足我们在 13 年前发现的 q 变形玻色子对易关系^[9] (这个发现导致我们关于量子群研究的一系列工作).

上述我们的前期研究工作表明, 由于自由原子的空间运动会引起原子与外场耦合的非均匀, 这种非均匀是实现原子系综量子信息存贮原理上的困难. 为了克服这个困难, 我们在 Phys. Rev. Lett. 发表的文章中提出了把“原子”固定在晶格上的物理方案 (如图 4). 该方案的动机是很直观的: 固定原子的空间位置, 使得随机运动诱发的非均匀耦合原则上被排除. 但其代价是不再存在对称的集体激发, 必须代之以自旋波型的集体激发.

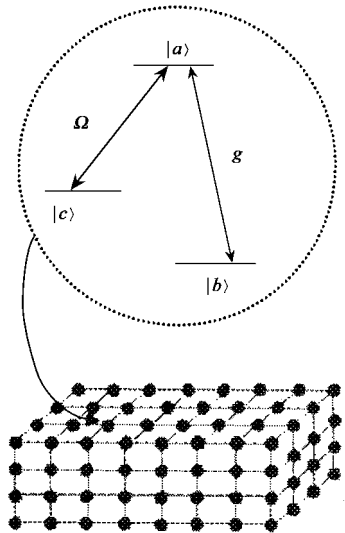


图 4 三能级“原子”固定在晶格上

4 准自旋波激发的动力学对称性与新型集体暗态

当我们把 N 个 Λ 型的三能级原子固定到 N 个全同的“原子晶格”上,晶格的尺寸可以与光波的波长相比,因此有效的耦合强度通过光场的模式 $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$ 依赖于空间位置.然而,波矢量为 \mathbf{K}_{ba} 的光场引起的 $|b\rangle$ 到 $|a\rangle$ 集体激发可以用准自旋波态描述.这个准自旋波态 $|a^1\rangle$ 是 N 个多原子单激发态的线性叠加.但与多原子对称激发态不同,叠加系数 $\exp(i\mathbf{K}_{ba} \cdot \mathbf{x}_j)$ 是不相等的.它描述了每个格点上“原子”激发将连带一个依赖于格点位置的位相.这是一个典型的准自旋波集体激发.我们还可以对应多原子双激发态引入 $|a^2\rangle$,依次有 $|a^3\rangle, |a^4\rangle$ 等等.类似地,对应于波矢量为 \mathbf{K}_{bc} 的虚光场引起的 $|b\rangle$ 到 $|c\rangle$ 的二阶跃迁,其各种集体激发态 $|c^1\rangle, |c^2\rangle, \dots, |c^k\rangle, \dots$.在大 N 极限下,可以证明它们也是玻色型集体激发.要指出的是,自由原子系综全对称集体激发是 $\mathbf{K}_{bc} = \mathbf{K}_{ba} = 0$ 的特殊情况.

另一方面, $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间的 Rabi 跃迁通常会伴随着辐射或吸收光的动量转移.由于我们在晶格上固定了原子,光子的动量转移满足动量守恒关系.在如图 5 所示的、满足动量守恒的光子散射过程中,也可以定义从 $|c\rangle$ 到 $|a\rangle$ 和从 $|a\rangle$ 到 $|c\rangle$ 的集体激发跃迁矩阵.它们生成了封闭的 $SU(2)$ 代数,并进而与其他的集体激发跃迁矩阵一起构成了一个半直积群 G .体系的哈密顿是 G 元素的组合这一事实表明, G 构成了量子存储系统的动力学对称性群.依据上述的动力学对称性分析,我们可以发现满足玻色子对易关系的暗态极化基元(dark state polariton)和亮态极化基元(bright state polariton).相应于暗态极化基元,包含 n 个准激发的多粒子集体征态——暗态的 $|d_n(\theta)\rangle$ 本征值为 0.如图 6 所示,它只是不变子空间最下面一行的状态的相干叠加.其中叠加系数由混合角 θ ($\tan\theta = g\sqrt{N}/\Omega$) 决定.这个暗态不包含激发态 $|a\rangle$ 的分量,因此它是十分稳定的.

事实上,通过控制经典光场,改变 g/Ω ,从而改变极化基元中原子集体激发与光子的混合程度,使得光子型态 $|d_n(0)\rangle$ 沿着集体暗态 $|d_n(\theta)\rangle$ 变为激子态 $|d_n(\pi/2)\rangle$ (如图 7).这意味着我们把光子态转移到了原子的集体激发当中,存储了光场的量子信息.上述量子存储过程是一个绝热操纵过程,或称绝热跟随过程(adiabatic passage process).它的成功

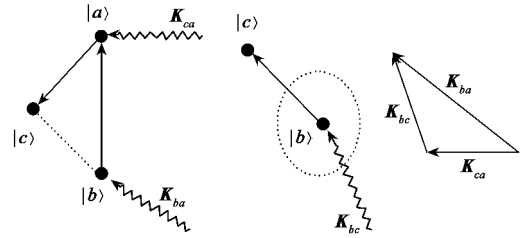


图 5 两光场与三能级原子作用散射图和动量守恒图 ($\mathbf{K}_{ca} = \mathbf{K}_{ba} - \mathbf{K}_{bc}$)

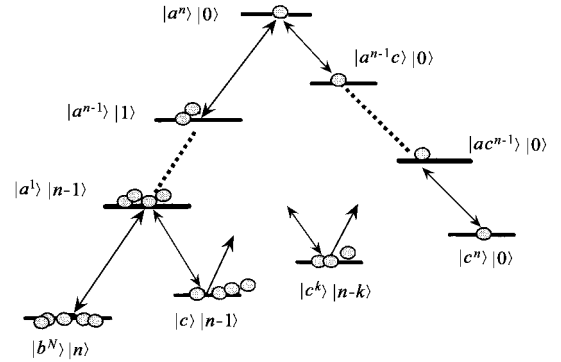


图 6 经典和量子光场驱动下的多原子系统:与集体基态联系的 n 光子跃迁把光子态 $|G \otimes |n\rangle$ 转化为准自旋波集体激发激子态 $|c^n \otimes |0\rangle$.绝热暗态 $|d_n(\theta)\rangle$ 由能级图中最下面一行的稳定状态叠加而成

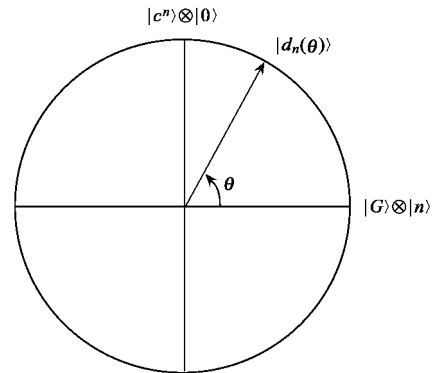


图 7 经典光场控制暗态的绝热跟随过程导致量子存储

实现是由量子绝热定理和体系动力学对称特性共同保证的.

基于上述的对称性分析,我们不仅地构造了与自由原子系综类似的一族暗态,而且还基于亮态极化基元与哈密顿量的对易关系,得到了其他的本征值为 0 的本征态.然而,由于在简并情况下,量子绝热定理允许简并本征态之间的混合,其他的本征值为 0 的本征态的发现,使得原来原子系综量子存储

方案面临了一个原理上的挑战:在上述理论方案中,必须考虑是否有 $\{|d_n\rangle\}$ 与其他零值本征态的混合.在我们的工作中,基于动力学混合矩阵元的计算,发现了一类“选择定则”,这个定则禁戒简并态之间的跃迁.这个理论证明,不仅表明了目前的量子存储方案是稳固的(Robustness),而且对自由原子系综存储方案中被忽略的核心问题(忽视了零值简并本征态之间的跃迁)给出了十分必要的补充.这是我们研究工作的一个创新点.

需要指出的是,由于自由原子系综量子记忆体对称集体激发是准自旋波集体激发的特殊情况,我们的研究结果对自由原子系综情况仍然成立.在以前关于自由原子系综量子记忆体的研究中,没有考虑普遍隐藏于各类系综量子记忆体中的动力学对称性,也没有事先考虑 $N \rightarrow \infty$ 的宏观极限,理论分析和计算是相当烦琐的.事实上,这些研究的最后结果也是在 $N \rightarrow \infty$ 的极限情况下得到的.从这个意义上讲,我们的工作不仅提出了基于格点上固定“原子”系综准自旋波激发实现光子量子信息存储的新方案,而且在数学形式上也充分体现了群论方法的优美与

简洁.为克服自由原子系综量子存储方案存在的集体量子态漏损诱导量子退相干的致命问题,这个研究有可能提供一个新的途径.

参 考 文 献

- [1] Ed. Bouwmeeste D, Ekert A, Zeilinger A. The Physics of Quantum Information. Berlin : Springer ,2000
- [2] Sun C P, Li Y, Liu X F. Phys. Rev. Lett. ,2003 91 :147903
- [3] Harris S E. Physics Today ,1997 ,50 :36
- [4] Hau L V, Harris S E, Dutton Z *et al.* Nature ,1999 ,397 :594
- [5] Lukin M D, Yelin S F, Fleischhauer M. Phys. Rev. Lett. , 2000 ,84 :4232
- [6] Fleischhauer M, Lukin M D. Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :5094
- [7] Sun C P, Yi S, You L. Phys. Rev. A ,2003 ,67 :063815 季勇,易裕,尤力等. 中国科学 G ,2003 ,33 :272[Li Y, Yi S, You L *et al.* Science China G ,2003 33 272(in Chinese)]
- [8] Liu Y X, Sun C P, Yu S X *et al.* Phys. Rev. A ,2001 ,63 :023802 Jin G R, Zhang P, Liu Y X *et al.* Phys. Rev. B , 2003 68 :134301
- [9] Sun C P, Fu H C. J. Phys. A ,1989 ,22 :893

· 物理新闻和动态 ·

从 0.01K 到室温适用的新型噪声温度计

在日常生活或一般科学实验室中,人们通常使用次级温度计测温.所谓“次级”是指温度计的参数值随温度 T 的变化需经过定标程序决定,定标工作以初级温度计为标准.

噪声温度计是初级温度计的一种.1928年,Johnson在Nyquist理论推导的基础上,确立了噪声电流谱密度 $S_I = \delta I^2 / \Delta f$ 对温度的依赖关系, $S_I = 4k_B T/R$,其中 δI^2 是电流涨落的平方, Δf 是频率窗口, R 是电阻(详见阎守胜、陆果,低温物理实验的原理与方法.北京:科学出版社,1985.13).然而,传统的噪声温度计其测量精度依赖于电测系统的增益以及热噪声,因此它的应用被限制在计量部门的实验室中.

最近,来自美国耶鲁大学的Spietz L等发展了一种全新概念的噪声初级温度计.该温度计具有体积小,读出快(窗口 Δf 位于更高的频率范围,以致于读出的积分时间被大大缩短)等特点,在0.01K到室温的范围内测量精度优于0.1%(在 $T \sim 1K$ 附近,精度达0.02%)

Spietz的温度计,不仅涉及上述Johnson噪声,而且利用了当外部电流 I 流过隧道结时所产生的附加噪声——散粒噪声(Schottky于1918年发现)理论研究表明,电流谱密度作为偏压 V 的函数可表示为

$$S(V) = \frac{2eV}{R} \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) = 2eI \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right). \quad (1)$$

当 $eV \gg 2k_B T$ (1)式过渡到 $S_I = 2eI$ (散粒噪声);当 $V \rightarrow 0$ (1)式给出 $S_I = 4k_B T/R$ (Johnson噪声).于是,通过测量 $S_I = S(V)$ 关系,然后进行曲线拟合,便可以通过(1)式决定温度.有关电测过程独立于放大器和探测器的增益以及噪声,从而避免了传统噪声温度计中的固有限制.有关专家指出,新型噪声温度计和先前发展的库仑阻塞温度计标志着现代微电子技术正在向传统领域(如测温)进军.

(中国科学院理化技术研究所 戴闻 编译自 Science 2003 300 :1929)