

前沿领域综述

基于超导量子比特的电磁感应透明研究进展*

赵虎 李铁夫 刘建设 陈炜†

(清华大学微电子学研究所, 清华信息科学与技术国家实验室, 北京 100084)

(2011年11月22日收到; 2012年1月22日收到修改稿)

超导量子计算是目前被认为最有希望实现量子计算机的方案之一. 超导量子比特是超导量子计算的核心部件. 如何尽可能的增加超导量子比特的退相干时间, 大规模的集成超导量子比特已成为超导量子计算研究的主要方向. 超导量子比特作为宏观的人工原子, 有许多量子光学现象都能够其中观测到. 利用超导量子比特实现电磁感应透明为研究超导量子比特的退相干机理提供了新手段, 为研究非线性光学、光存储、光的超慢速传输等量子光学效应开辟了新思路. 本文介绍了电磁感应透明的理论基础, 总结了目前针对超导量子比特的电磁感应透明研究进展, 对比了一般气体原子与超导量子比特的电磁感应透明区别, 并对超导量子比特实现电磁感应透明的潜在应用进行了总结和展望.

关键词: 超导量子比特, 电磁感应透明, 退相干

PACS: 42.50.Gy, 85.25.-j

1 引言

电磁感应透明^[1-4] (electromagnetically induced transparency, EIT) 一般是用两束光同时照射到原子介质 (如大量原子组成的气体), 使得其

中一束光能够在与原子跃迁共振时通过原子介质而不产生吸收和反射的现象. 如图 1 所示, 对于能级结构为 Λ 的原子可分别与耦合信号或探测信号共振耦合. 当同时施加两路信号并且 EIT 发生时, 探测信号可以无损的通过原子介质而不被吸收和反射.

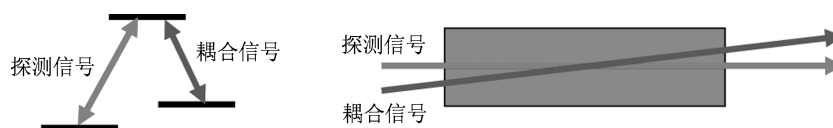


图 1 EIT 示意图

Harris 等人 1991 年在铯原子蒸气中第一次实现了 EIT^[2]. 由于 EIT 会带来介质许多性质的奇特变化, 因此还有与 EIT 相关的许多其他方面的研究, 例如, 粒子数相干布居囚禁 (coherent population trapping, CPT)^[5], 无粒子数反转激光 (lasing without

inversion, LWI)^[6,7], 非线性光学^[8-10]. 由于介质折射率的变化会导致探测信号的群速度减慢甚至停止, 因此也有许多慢光传输^[11]、停光以及光存储^[12]方面的研究^[13-15].

早期的 EIT 研究都是基于气体原子展开的, 由

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划)(批准号: 2006CB00000) 和国家自然科学基金重点项目 (批准号: 60836001) 资助的课题.

† E-mail: weichen@mail.tsinghua.edu.cn

于气体原子可以实现的透明光频较宽,一般可从紫外到红外区域.另外,气体原子的退相干时间较长,与光场的作用比较容易实现.但对于实际应用来说固体更具有潜在的优势.首先,固体易于存放并且加工技术成熟,易于集成化和规模化,比较适于制作器件;其次,固体中不存在诸如气体的扩散效应,不会因为扩散运动影响器件的性能.可是,固体实现 EIT 也存在着退相干时间短,容易受外界耦合噪声干扰,晶格缺陷无法彻底消除等弊端.因此,有关固体 EIT 的研究主要都是在退相干时间较长的材料中展开的,比如掺稀土离子晶体^[16,17]、低维半导体 GaAs 材料^[18-20]和氮空位色心金刚石(N-V color centers in diamond)等^[21,22].

基于约瑟夫森器件的超导量子计算^[23],由于其具有耗散小、与微电子传统工艺兼容、易规模化等优点,被认为是最有希望实现量子计算机的方案之一,近十年来发展迅速.超导量子计算的基本单元超导量子比特(SQUBIT)^[24-26]可看作是一个宏观的人工原子(μm 量级).通过微纳加工的方法以及外加磁场、电流等电学参量,可以实现对宏观人工原子各类参数的精确调控.基于此,许多量子光学效应都可以在 SQUBIT 中观测到,EIT 也不例外^[27,28].根据 DiVincenzo 提出的量子计算物理实现的判据^[29],目前制约量子计算发展的最主要原因是退相干时间太短(μs 量级)以及大规模集成 SQUBIT 很难实现(量子处理器的架构、可控的耦合),因此研究如何增加 SQUBIT 的退相干时间显得尤为重要.退相干效应会对 SQUBIT 的 EIT 效应产生影响^[30,31],通过研究 SQUBIT 的 EIT 效应可从一个新的角度对 SQUBIT 的退相干机理进行研究.此外,还可以对光存储、光的超慢速传输等应用展开研究,具有重要意义.

本文的组织如下:第一部分介绍了 EIT 的概念,追溯了 EIT 研究的发展历史,分析了用 SQUBIT 实现 EIT 的重要意义.第二部分从薛定谔方程出发论述了 EIT 的产生原理,以及伴随 EIT 产生的物理现象.第三部分阐述了 SQUBIT 的基本原理,并针对三种常见的 SQUBIT 概括了实现 EIT 的两种途径.第四部分对比了用原子气体与 SQUBIT 实现 EIT 的区别.最后一部分是总结和展望.

2 EIT 的基本原理^[4,32]

图 2 为一个原子的简化能级分布,能级由低到

高分别为 $|0\rangle, |2\rangle, |1\rangle$, Ω_1 与 Ω_2 分别表示能级 $|0\rangle, |1\rangle$ 之间的耦合以及能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的耦合.能级 $|0\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间被偶极禁戒跃迁(dipole-forbidden)所限制,即一般不会发生跃迁.单独施加与能级 $|0\rangle, |1\rangle$ 耦合的信号 1 或与能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 耦合的信号 2 时,信号 1 与信号 2 都会被原子吸收.同时施加信号 1 与信号 2,并且 EIT 发生时,信号 2 与原子发生共振耦合并被原子吸收,信号 1 将毫无损失地穿过原子.下面从薛定谔方程出发对 EIT 的基本原理进行论述.

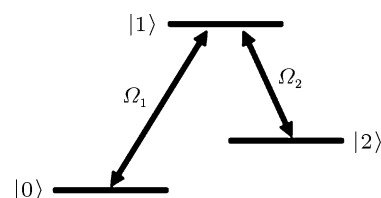


图 2 原子能级分布示意图

设整个体系在没有外场时的波函数为 $\Psi(x, t)$, 系统的哈密顿量为 H_0 , 此时系统满足薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} = H_0 \Psi(x, t), \quad (1)$$

该方程的通解为各本征态特解的叠加.设本征态为 $\phi_0, \phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$, 通解可写成如下形式:

$$\Psi(x, t) = \sum_n a_n \phi_n(x) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right), \quad (2)$$

其中, a_n 为各本征态的系数, E_n 为本征态 $\phi_n(x)$ 的本征能量.可以看出,系统处于某个态的概率

$$\left| a_n \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right) \right|^2 = |a_n|^2$$

与时间无关.

当同时施加信号 1 与信号 2 时(频率分别为 ω_1 与 ω_2).通常,这两路信号对系统的作用远小于系统的能量本征值,满足较弱相互作用条件,可近似看作微扰处理.设施加信号后的系统哈密顿量为

$$H = H_0 + H'(t), \quad (3)$$

$$H'(t) = V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t, \quad (4)$$

其中, V_1, V_2 分别表示信号 1 与能级 $|0\rangle, |1\rangle$ 之间的耦合,以及信号 2 与能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的耦合,表达式为

$$V_1 = -\hbar \Omega_{R1} e^{-i\phi_1} |0\rangle\langle 1|,$$

$$V_2 = -\hbar \Omega_{R2} e^{-i\phi_2} |1\rangle\langle 2|.$$

Ω_{R1} 为频率 ω_1 的耦合场与能级 $|0\rangle, |1\rangle$ 作用的拉比频率, Ω_{R2} 为频率 ω_2 的耦合场与能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 作用的拉比频率. 此时, 该系统薛定谔方程的通解可写为

$$\Psi(x, t) = \sum_n a_n(t) \phi_n(x) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right). \quad (5)$$

与没有加外场的通解对比发现, 它们唯一的区别就是概率 $|a_n(t)|^2$ 具有了时间因子, 即粒子处在各能量本征态的概率随时间演化, 有可能发生跃迁. 将 (5) 式代入薛定谔方程, 利用 $E_n \Psi(x, t) = H_0 \Psi(x, t)$, 可得

$$\begin{aligned} & i\hbar \sum_n \frac{d(a_n(t))}{dt} \phi_n(x) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right) \\ &= \sum_n a_n(t) H'(t) \phi_n(x) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

给等式两边同乘以 $\phi_m^*(x)$,

$$\begin{aligned} & i\hbar \frac{d(a_m(t))}{dt} \exp\left(-\frac{iE_m t}{\hbar}\right) \\ &= \sum_n a_n(t) \phi_m^*(x) H'(t) \phi_n(x) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

即

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d(a_m(t))}{dt} &= \sum_n a_n(t) \phi_m^*(x) H'(t) \phi_n(x) \\ &\quad \times \exp\left(\frac{i(E_m - E_n)t}{\hbar}\right). \end{aligned}$$

考虑共振情况, 对 (7) 式只保留共振项, 得

$$i\dot{a}_0 = \Omega_1 a_1, \quad (8a)$$

$$i\dot{a}_2 = \Omega_2 a_1, \quad (8b)$$

$$i\dot{a}_1 = \Omega_1 a_0 + \Omega_2 a_2, \quad (8c)$$

其中

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \frac{\langle 0|V_1|1\rangle}{2\hbar} = -\frac{1}{2}\Omega_{R1} e^{-i\phi_1}, \\ \Omega_2 &= \frac{\langle 1|V_2|2\rangle}{2\hbar} = -\frac{1}{2}\Omega_{R2} e^{-i\phi_2}. \end{aligned} \quad (9)$$

可以看出, $|0\rangle$ 能级和 $|1\rangle$ 能级之间可以发生跃迁, $|1\rangle$ 能级和 $|2\rangle$ 能级之间也能发生跃迁, 能级 $|1\rangle$ 的粒子数由能级 $|0\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 的两路跃迁共同决定.

对 (8c) 式求二阶时间导数, 并将 (8a), (8b) 式代入得

$$\ddot{a}_1 + (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)a_1 = 0. \quad (10)$$

设初始条件为 $a_0(0) = 1, a_1(0) = 0, a_2(0) = 0$, 即粒子初始时位于基态. 方程 (10) 的解为

$$a_1 = \frac{\Omega_1}{i\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \sin(t\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}). \quad (11)$$

代入 (8a), (8b) 式可得

$$a_2 = -\frac{2\Omega_1\Omega_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \sin^2\left(\frac{t\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}{2}\right), \quad (12)$$

$$a_0 = 1 - \frac{2\Omega_1^2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \sin^2\left(\frac{t\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}{2}\right). \quad (13)$$

当 $\Omega_2 \gg \Omega_1$ 时, $a_0 \approx 1, a_1 \approx 0, a_2 \approx 0$, 这种情况下激发态和亚稳态上的粒子数都为零, 粒子几乎停留在基态不动.

还是从方程 (8) 出发, 寻找一个稳态解, 在这个解中, 粒子处在各能量本征态的概率幅不随时间演化, 即 a_0, a_1, a_2 不随时间 t 变化, 且 $\dot{a}_1(t) = 0$, 这种情况称为暗态 (dark-state)^[33], 原子处于暗态时可以不受自发辐射的影响, 对外场表现出“透明”的性质.

由于要寻找 a_0, a_1, a_2 不随时间 t 变化的稳态解, 方程 (8) 可化为

$$\begin{aligned} i\dot{a}_0 &= \Omega_1 a_1 = 0, \\ i\dot{a}_2 &= \Omega_2 a_1 = 0, \\ i\dot{a}_1 &= \Omega_1 a_0 + \Omega_2 a_2 = 0. \end{aligned}$$

解得

$$a_1 = 0, \quad \frac{a_2}{a_0} = -\frac{\Omega_1}{\Omega_2}.$$

因此, 暗态的波函数为

$$|\Psi\rangle_D = a_0 e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t}|0\rangle + a_2 e^{-\frac{i}{\hbar}E_2 t}|2\rangle, \quad (14)$$

经归一化

$$|\Psi\rangle_D = \frac{\Omega_2}{\Omega} e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t}|0\rangle - \frac{\Omega_1}{\Omega} e^{-\frac{i}{\hbar}E_2 t}|2\rangle, \quad (15)$$

其中,

$$\Omega = \sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}, \quad a_0 = \frac{\Omega_2}{\Omega}, \quad a_2 = -\frac{\Omega_1}{\Omega}.$$

这个波函数就是该系统的暗态解, 也可以将暗态理解为信号 1 与信号 2 之间发生了量子干涉, 两路信号在能级 $|1\rangle$ 处相消. 从本质上来说, 信号 1 与信号 2 发生了破坏性的干涉, 使得这两路信号都与原子去耦合 (decoupled), 导致它们都无损地穿过原子.

当 $\Omega_2 \gg \Omega_1$ 时, 系统的波函数为

$$|\Psi\rangle_D = \frac{\Omega_2}{\Omega} e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t}|0\rangle, \quad (16)$$

其中 $\frac{\Omega_2}{\Omega} \approx 1$. 即粒子停留在基态 $|0\rangle$ 不动, 整个系统对外场透明, 这就是 EIT 现象. 当 $\Omega_1 \gg \Omega_2$ 时, 系统的波函数为

$$|\Psi\rangle_D = -\frac{\Omega_1}{\Omega} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t} |2\rangle, \quad (17)$$

其中 $\frac{\Omega_1}{\Omega} \approx 1$. 该情况下, 粒子在外场中始终处于亚稳态 $|2\rangle$. 该情况与直觉相反, 一侧的信号强, 但粒子却在另一侧出现.

对二能级系统来说, 拉比振荡是相干演化的标志; 而三能级系统的相干又会带来许多新的特性, 比如 Autler-Townes 劈裂^[34], 暗态以及 EIT 等.

EIT 可以通过测量样品的一阶磁化率 χ 判定, 磁化率的虚部反映样品对外场的吸收情况, 实部反映折射率 n (光在真空中的相速度与光在介质中的相速度之比) 的大小. 图 3 显示了当耦合信号固定时, 变化探测信号对样品磁化率的影响, 其中, 纵轴 $\text{Im}[\chi]$ 与 $\text{Re}[\chi]$ 分别表示一阶磁化率的虚部和实部, 横轴 $(\omega_P - \omega_{13})/\gamma_{31}$ 表示系统的失谐频率与二能级辐射线宽 γ_{31} 比值. 图中的虚线表示介质发生一般极化时的一阶磁化率情况, 实线表示介质发生 EIT 时的一阶磁化率情况. 可以看出, 当 EIT 发生时, 样品一阶磁化率的虚部会在 $\omega_P = \omega_{13}$ 时出现一个波谷, 表示探测信号没有被吸收, 即穿透了样品, 而实部在零点附近出现了相位反转, 并且曲线变陡. 根据经典电磁理论

$$n = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi)}, \quad (18)$$

$$k = \frac{\omega}{c} n, \quad (19)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}} \approx \frac{c}{1 + \frac{\omega}{2} \frac{d\text{Re}(\chi)}{d\omega}}. \quad (20)$$

其中, n 表示折射率, k 表示波矢, ω 为电磁波频率, V_g 为光在介质中传播的群速度. 当 EIT 发生时, $\frac{d\text{Re}(\chi)}{d\omega}$ 很大, 使得 V_g 很小, 因此 EIT 窗口处的群

速度远小于真空光速, 这个效应可以用于光的超慢速传输.

3 用 SQUBIT 实现 EIT

超导量子计算是近十年来发展迅速的一个研究方向. 由于超导量子计算是在极低的温度下 (mK) 进行, 具有很小的噪声和耗散. 约瑟夫森结构成的 SQUBIT 是超导量子计算的基本单元. 根据约瑟夫森能 $E_J \left(\frac{I_C \Phi_0}{2\pi}\right)$ 与电荷能 $E_C \left(\frac{2e^2}{C}\right)$ 的相对大小 (这里, I_C 为约瑟夫森结的临界电流, Φ_0 为磁通量子, e 为电子电量, C 为约瑟夫森结的结电容), 一般可把 SQUBIT 分为三类: 电荷量子比特^[24]、磁通量子比特^[25] 和相位量子比特^[26]. 图 4 显示了这三种量子比特的结构.

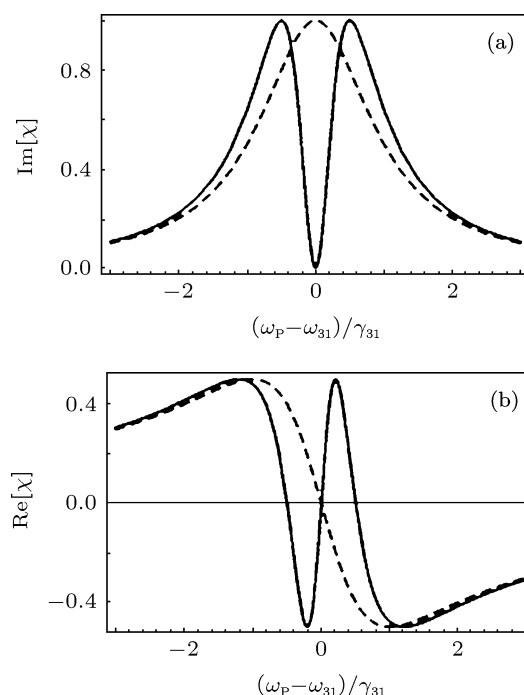


图 3 样品一阶磁化率与 $(\omega_P - \omega_{13})/\gamma_{31}$ 的关系^[4] (a) 一阶磁化率虚部与 $(\omega_P - \omega_{13})/\gamma_{31}$ 的关系; (b) 一阶磁化率实部与 $(\omega_P - \omega_{13})/\gamma_{31}$ 的关系

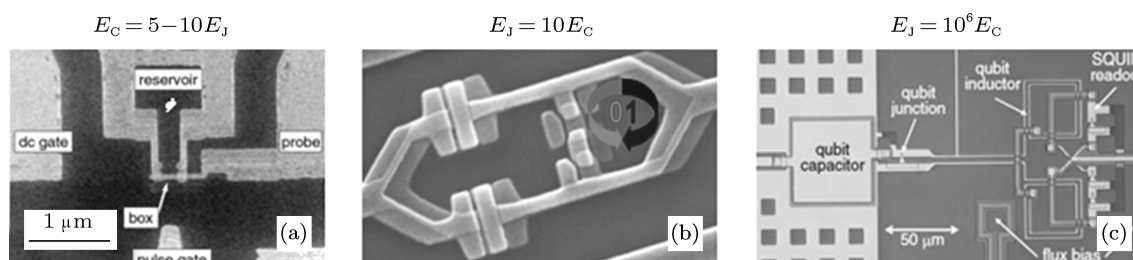


图 4 三种 SQUBIT 的器件结构 (a) 超导电荷量子比特^[24]; (b) 超导磁通量子比特^[25]; (c) 超导相位量子比特^[26]

当约瑟夫森结较大时, 约瑟夫森能 E_J 较大, 电荷能 E_C 较小; 反之, 当约瑟夫森结较小时, 电荷能 E_C 较大, 约瑟夫森能 E_J 较小. 若按照构成 SQUBIT 的约瑟夫森结的大小进行排序, 一般来说, 从小到大分别为电荷量子比特、磁通量子比特、相位量子比特. 电荷量子比特的电荷能一般为约瑟夫森能的 5 到 10 倍; 磁通量子比特的约瑟夫森能一般为电荷能的 10 倍左右; 相位量子比特的约瑟夫森能一般为电荷能的 10^6 倍. 究其原因, 主要是由于一对不确定量的相互作用导致, 即粒子数和相位的相互作用. 约瑟夫森结中的相位和粒子数满足不确定关系

$$[\varphi, \hat{n}] = i, \quad (21)$$

其中, $\hat{n} = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}$ 表示粒子数算符, φ 表示约瑟夫森结两端的相位差. 当约瑟夫森结较小时, 库珀对的数目是一个好的量子数, 可以通过电压调节电子的数目, 形成电子数的相干叠加态, 从而构成电荷量子比特; 当约瑟夫森结较大时, 相位是一个好的量子数, 可以通过微波信号激发能级之间形成相干叠加态, 构成相位量子比特; 当约瑟夫森能比电荷能大约 10 倍时, 一个具有三个约瑟夫森结^[25] 的超导环路通过调节穿过超导环路的磁通, 可构成一个双势阱结构, 在外加磁通偏置下会产生顺时针、逆时针电流的相干叠加态, 构成磁通量子比特. 三种 SQUBIT 的本质都是构造了一个相干叠加态, 只是基于的参量略有不同.

SQUBIT 可以看作是宏观的人工原子, 有许多量子光学现象都已经在 SQUBIT 中观测到. 因此, EIT 现象是否同样也可以在 SQUBIT 中观测到, 激发了科学家们的兴趣. SQUBIT 一般被认为是二能级系统, 而实现 EIT 至少需要三个能级, 为了解决这个问题, 必须利用 SQUBIT 构建三能级系统. 目前主要通过两种方式构建三能级系统.

实现 EIT 的第一种方式是利用 SQUBIT 自身的三个能级构成三能级系统. SQUBIT 在满足一定的条件下可以近似地看作二能级系统, 但它同样具有第三能级以及更高的能级. 通过调节势阱, 可以构成满足 EIT 的三能级系统. MIT 的 Orlando 小组 2004 年提出了在磁通量子比特中实现 EIT 的方法^[30]. 图 5(a) 是标准的磁通量子比特及其读出电路示意图, 内环的三个约瑟夫森结构成了一个磁通量子比特, 其中两侧的结具有相同的大小, 中间的结略小于两侧的结. 外环是一个直流超导量子干涉

器 (DC SQUID), 用于精确测量穿过环内的磁场, 通过测量磁场可以读出磁通量子比特的状态. 图 5(b) 是磁通量子比特能级分布图. 通过调节磁通偏置 $f = n\Phi_{\text{ext}}/\Phi_0$ (Φ_{ext} 为外加磁通偏置, Φ_0 为磁通量子, n 为整数) 可以调节势阱的状态. 当 $f = 1/2$ 时, 两势阱呈对称分布. 当 f 偏离 $1/2$ 时, 磁通量子比特的势阱由对称态变为非对称态. 为了实现 EIT, 可将 f 调节到其中一个势阱里只有三个能级的状态, 类似于原子物理的 Λ 能级结构. 根据文献 [35–37] 中磁通量子比特的参数, 当 $f = 0.5041$ 时, 可以实现图 5(b) 所示的能级结构.

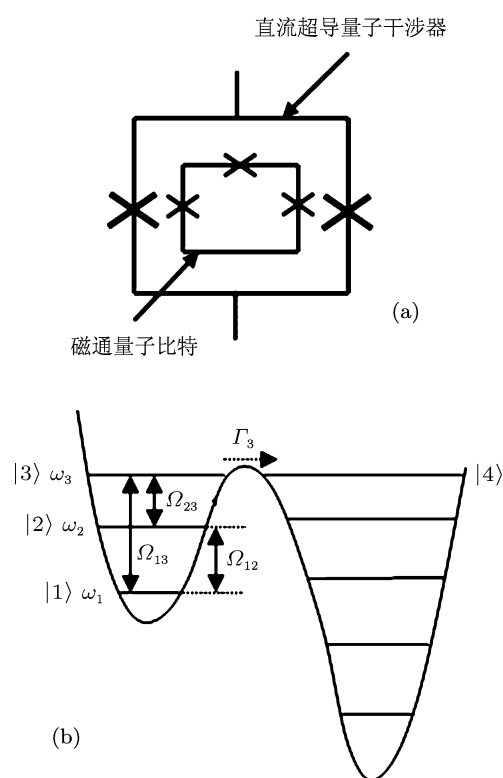


图 5 磁通量子比特实现 EIT 原理^[30] (a) 磁通量子比特的电路结构示意图; (b) 磁通量子比特在外加磁通偏置 $f = 0.5041$ 下的能级分布

当对磁通量子比特施加 Ω_{13} 或 Ω_{23} 信号时, 处在 $|1\rangle$ 或 $|2\rangle$ 能级的粒子, 会跃迁到能级 $|3\rangle$ 上. 同样的磁通偏置下, 在一个势阱内部, 处在 $|3\rangle$ 能级的粒子向 $|2\rangle$ 能级的弛豫率 (relaxation rate) 为 $\Gamma_3^{(\text{intra})} \approx (25 \mu\text{s})^{-1}$. 左右势阱之间的共振隧穿 (resonant-tunneling) 率为 $\Gamma_3^{(\text{rt})} \approx (1 \text{ ns})^{-1}$, 可见 $\Gamma_3^{(\text{rt})} \gg \Gamma_3^{(\text{intra})}$. 因此, 当粒子处在能级 $|3\rangle$ 时, 会迅速隧穿至能级 $|4\rangle$, 而不是退化到能级 $|2\rangle$. 这种不同势阱之间的隧穿可以使得磁通量子比特中的

超流改变方向, 从而可以被 DC SQUID 探测到, 这为测量 EIT 提供了思路.

实际上, 满足 EIT 的状态由于退相干等因素的影响, 并不容易控制. 退相干可以分为两类: 一类是弛豫退相干 (relaxation decoherence), 是指处于不同能级上的粒子数变得杂乱无章, 也可理解为波函数 $|\Psi\rangle$ 的表达式中, 系数模之比变得杂乱无章; 另一类是退相退相干 (dephasing decoherence), 是指波函数 $|\Psi\rangle$ 的表达式中, 系数的相对相位变得杂乱无章. 这两类退相干都会导致磁通量子比特不能实现 EIT. 正是由于这种机理, SQUBIT 的 EIT 也可以被用来研究系统的退相干效应.

上面的例子中, 实现 EIT 利用了磁通量子比特一个势阱里的三个能级, 这种能级分布与相位量子比特类似. 如图 6 所示, Kelly 等人 2010 年使用相位量子比特势阱内的最低三个能级观察到了相位量子比特的暗态 [27]. 该实验还通过测量暗态参数, 获得了退相退相干时间, 并且与理论符合得很好.

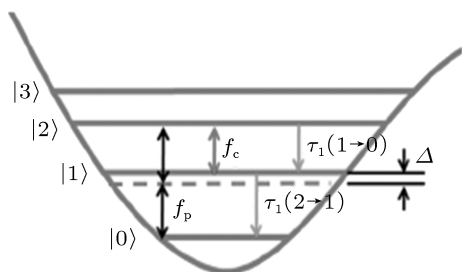


图 6 相位量子比特实现暗态的能级分布 [27]

实现 EIT 的第二种方式是利用 SQUBIT 与传输线、共面波导或纳米机械振子等进行耦合, 改变量子比特的能级分布, 构成符合要求的 Λ 系统. Abdumalikov 等人于 2010 年在四约瑟夫森结磁通量子比特与一维传输线的耦合结构中观察到了 EIT 现象 [38]. 四结磁通量子比特是作为梯形三能级人工原子来使用的 [39,40]. 图 7 是文献 [38] 测试得到的结果. 在这个磁通量子比特与一维传输线耦合的系统中, 测量极化率非常不方便, 但根据极化率与传输系数的关系 $\alpha \propto i(1-t)$ [38] (其中 α 为极化率, t 为信号的传输系数, 它们都是复数), 可以通过测量传输系数 t , 对极化率 α 进行表征. 图 7 表示不同耦合信号 ω_c 下, 传输系数与共振频率偏差 $\delta\omega_p/2\pi$ 的关系. 可以看出, 当耦合信号强度较低时系统几乎吸收了所有的探测信号, 随着耦合信号强度的增强,

图 7(a) 中逐渐出现 EIT 窗口, 图 7(b) 的曲线也出现了相位反转, 整个系统实现了 EIT. 注意到, 图 7(a), (b) 给出的实部、虚部与共振频率偏差的关系恰好与原子物理给出的相反, 这是因为极化率与传输系数的关系为 $\alpha \propto i(1-t)$ 所导致的.

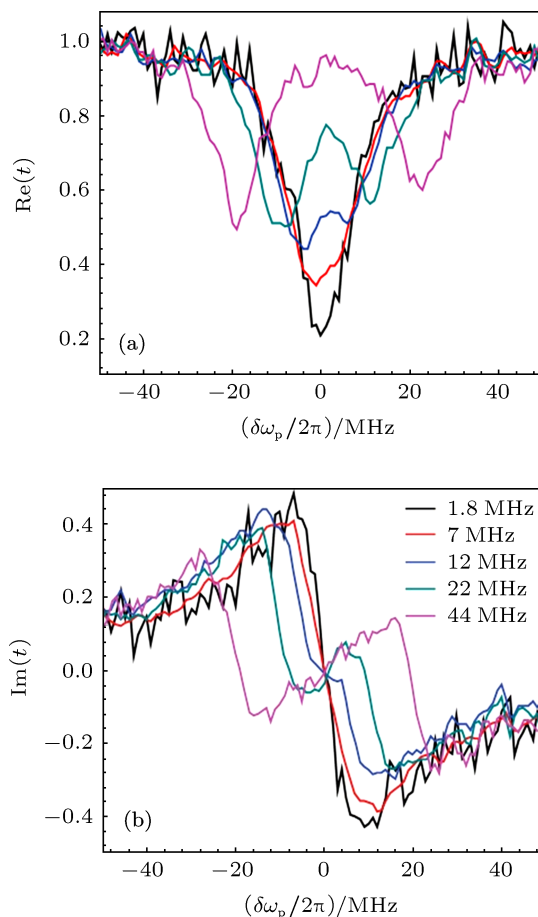


图 7 传输系数与失谐 (detuning) 的关系 [38] (a) 传输系数实部与失谐的关系; (b) 传输系数虚部与失谐的关系

以上提到的实现 EIT 的方法主要基于磁通量子比特与相位量子比特. 对于电荷量子比特来说, 它的第三能级远高于第二能级, 若用最低的三个能级, 很容易受到外界的干扰, 并且不容易操作. 为此, Yuan 等人于 2008 年提出了在电荷量子比特与纳米机械振子耦合的系统里实现 EIT 的原理 [41]. 将纳米机械振子与电荷量子比特进行耦合可以改变电荷量子比特的能级分布. 电荷量子比特中的第一能级和第二能级都分裂为两个能级, 任意选取其中的三个能级都可以构造一个 Λ 三能级系统. 图 8 是电荷量子比特与纳米机械振子的耦合结构示意图, 左侧的微波线用于控制通过库珀对盒 (CPB, Cooper

pair box) 的磁通, 电压源 V_g 通过电容 C_g 与 CPB 耦合, 纳米机械振子通过互感与 CPB 耦合. 该结构还可以对纳米机械振子的频率参数进行表征, 测量纳米机械振子的衰变率 (decay rate), 以及 CPB 的退相干速率等.

4 用 SQUBIT 实现 EIT 与一般原子的区别

原子物理的 EIT 现象和超导电路中的 EIT 现象是有区别的, 可以简要概括如表 1 所示.

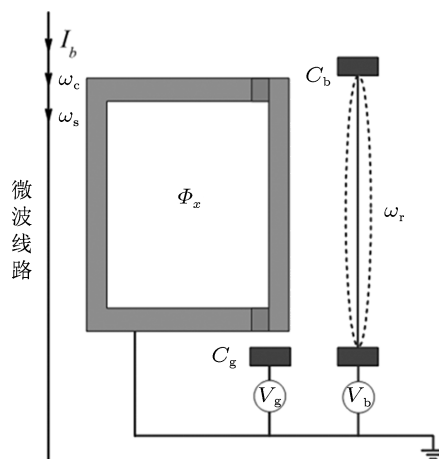


图 8 电荷量子比特与纳米机械振子的耦合结构 [41]

表 1 用 SQUBIT 实现 EIT 与一般原子的对比

对比内容	一般原子	SQUBIT
原子数目	大量原子气体	一个人工原子
参数调节	参数固定无法调节	可通过微纳加工工艺任意调节参数
对耦合信号的吸收情况	透明时耦合信号被完全吸收 [42]	透明时耦合信号被部分吸收 [42]
耦合场的维度	对耦合场维度无限制, 可以是三维场	一般为一维波导传输线 [38]
判定方式	通过测量磁化率判定	通过测量与磁化率成比例的参数判定 [38]
跃迁约束	基态与亚稳态之间跃迁禁戒	在一定条件下, 任何态之间都可以发生跃迁 [39,43]
理论基础	理论基础非常成熟	部分不满足跃迁禁戒, 理论需要修正

5 总结与展望

SQUBIT 是一个宏观尺度的二能级人工原子, 通过微纳米加工技术以及测试测量技术, 可以对人工原子的参数进行精确的调节和控制. 改变人工原子的各类参数, 甚至可以观测到一些普通原子无法观测到的现象 [39]. EIT 是一种多能级的量子干涉效应, 为了在 SQUBIT 中实现 EIT, 可以利用磁通量子比特或相位量子比特中的三个能级直接实现, 也可以将量子比特与传输线、共面波导或纳米机械振子等进行耦合实现. 超导量子计算目前遇到的主要瓶颈是如何增加退相干时间以及如何大规模集成量子比特, 因此利用 EIT 这一手段来研究退相干机理、测量退相干时间也为研究退相干问题增加

了一种新的研究手段. 另外, 类 EIT 现象也是很有价值的研究领域, 比如粒子数反转激光器就是利用暗态的性质来实现的. EIT 发生时伴随着光的群速率减慢, 可以用于研究光存储器, 希望用于量子光学通信中. 目前的光存储都基于光电转换, 实质上光电转换就是一种量子测量, 根据量子力学的不确定性原理可知, 光电转换会破坏光量子信息, 并且无法恢复, 这种基于光电转换的光存储只适用于经典信息的存储, 而利用 EIT 原理制作的光存储器理论上可以毫无失真的保留光量子信息, 因此也是一个很有前途的研究方向.

感谢清华大学微电子学研究所刘玉玺教授对本文部分公式的讨论.

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [3] Kasapi A, Maneesh J, Yin G Y, Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [4] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [5] Schmidt O, Wynands R, Hussein Z, Meschede D 1996 *Phys. Rev. A* **53** R27
- [6] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [7] Imamoglu A, Field J E, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1154
- [8] Tamarat P, Lounis B, Bernard J, Orrit M, Kummer S, Kettner R, Mais S, Basche T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1514
- [9] Kash M M, Sautenkov V A, Zibrov A S, Hollberg L, Welch G R, Lukin M D, Rostovtsev Y, Fry E S, Scully M O 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229
- [10] Budker D, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V *Phys. Rev. Lett.* **83** 1767
- [11] Yao M, Zhu K D, Yuan X Z, Jiang Y W, Wu Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1769 (in Chinese) [姚鸣, 朱卡的, 袁晓忠, 蒋逸文, 吴卓杰 2006 物理学报 **55** 1769]
- [12] Huang S G, Gu W Y, Ma H Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4211 (in Chinese) [黄善国, 顾曦仪, 马海强 2004 物理学报 **53** 4211]
- [13] Lene V H, Harris S E, Zachary D, Cyrus H B 1999 *Nature* **397** 594
- [14] Chien L, Zachary D, Cyrus H B, Lene V H 2001 *Nature* **409** 490
- [15] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [16] Ham B S, Hemmer P R, Shahriar M S 1997 *Opt. Commun.* **144** 227
- [17] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, Musser J A, Ham B S, Hemmer P R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602
- [18] Serapiglia G B, Paspalakis E, Sirtori C, Vodopyanov K L, Phillips C C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1019
- [19] Phillips M, Wang H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 186401
- [20] Fu K, Santori C, Stanley C, Holland M C, Yamamoto Y 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 187405
- [21] Wei C, Manson N B 1999 *J. Opt. B* **1** 464
- [22] Hemmer P R, Turukhin A V, Shahriar M J 2001 *Opt. Lett.* **26** 361
- [23] Cao W H, Yu H F, Tian Y, Yu H W, Ren Y F, Chen G H, Zhao S P 2009 *Chin. Phys.* **18** 5044
- [24] Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S 1999 *Nature* **398** 786
- [25] Chiorescu I, Nakamura Y, Harmans C J, Mooij J E 2003 *Science* **299** 1869
- [26] Martinis J, Nam S, Aumentado J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 117901
- [27] William R K, Zachary D, John S, Bhaskar M, Thomas A O, Jeffrey S K, David P P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 163601
- [28] Abdumalikov A A, Astafiev J O, Zagorskin A M, Pashkin Y A, Nakamura Y, Tsai J S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **204** 193601
- [29] DiVincenzo D P 2000 *Prog. Phys.* **48** 771
- [30] Murali K V, Dutton Z, Oliver W D, Crankshaw D S, Orlando T P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 087003
- [31] Zachary D, Murali K V, Oliver W D, Orlando T P 2006 *Phys. Rev. B* **73** 104516
- [32] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (1st edition) (UK: Cambridge University Press) p220–247
- [33] Gray H R, Whitley R M, Stroud C R 1978 *Opt. Lett.* **3** 218
- [34] Autler S H, Townes C H 1955 *Phys. Rev.* **100** 703
- [35] Yang Y, Nakada D, Lee J C, Singh B, Crankshaw D S, Orlando T P, Berggren K K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 117904
- [36] Crankshaw D S, Segall K, Nakada D, Orlando T P, Levitov L S, Lloyd S, Valenzuela S O, Markovic N, Tinkham M, Berggren K K 2004 *Phys. Rev. B* **69** 144518
- [37] Orlando T P, Mooij J E, Lin T, Caspar H, Levitov L S, Lloyd S, Mazo J J 1999 *Phys. Rev. B* **60** 15398
- [38] Abdumalikov A A, Astafiev O, Zagorskin A M, Pashkin Y A, Nakamura Y, Tsai J S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 193601
- [39] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [40] Zhang B, Jiang Y, Wang G, Zhang L D, Wu J H, Gao J Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 050304
- [41] Yuan X Z, Goan H S, Lin C H, Zhu K D, Jiang Y W 2008 *New J. Phys.* **10** 095016
- [42] Ian H, Liu Y X, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 063823
- [43] Liu Y X, You J Q, Wei L F, Sun C P, Nori F 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 087001

Research review on forced convection Progress of electromagnetically induced transparency based on superconducting qubits*

Zhao Hu Li Tie-Fu Liu Jian-She Chen Wei[†]

(*Institute of Microelectronics, Tsinghua University, Tsinghua National Laboratory for Information Science and Technology (TNList), Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 22 November 2011; revised manuscript received 14 January 2012)

Abstract

Superconducting quantum computing is currently considered as one of the most promising options to realize a quantum computer. Superconducting qubit is the core component of the superconducting quantum computer. To increase the decoherence time of superconducting qubits as far as possible, the large-scale integration of superconducting qubits have become the main research topic of superconducting quantum computing. As a macroscopic artificial atom, lots of quantum optical phenomena can be observed in the superconducting qubits. Electromagnetically induced transparency based on superconducting qubits can provide a new method to study the superconducting qubit decoherence mechanism, and can also arouse new ideas to study the nonlinear optics, optical storage, ultra-slow optical transmission and quantum optics. In this paper, we introduce a theoretical basis of electromagnetically induced transparency, review the current research of electromagnetically induced transparency based on superconducting qubits, compare the difference between electromagnetically induced transparencies based on gas atoms and superconducting qubits, and evaluate the prospect applications for its development.

Keywords: SQUBIT, EIT, decoherence

PACS: 42.50.Gy, 85.25.-j

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No.2006CB00000), and the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60836001).

[†] E-mail: weichen@mail.tsinghua.edu.cn