

# 固态量子计算\*

金光生<sup>†</sup> 艾合买提·阿不力孜 李树深 牛智川 杨富华 封松林

(中国科学院半导体研究所 半导体超晶格国家重点实验室 北京 100083)

**摘要** 量子计算机拥有比经典计算机更为强大的计算能力.人们普遍认为,量子计算机最终将会在固态系统中实现.文章介绍了三种固态量子计算机的方案,它们分别基于固态核磁共振、超导结和量子点.

**关键词** 量子计算机 固态方案

## SOLID-STATE QUANTUM COMPUTING

JIN Guang-Sheng<sup>†</sup> AHMAD Abliz LI Shu-Shen NIU Zhi-Chuan YANG Fu-Hua FENG Song-Lin

(National Laboratory of Superlattices, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

**Abstract** Quantum computers can provide much greater computing power than classical computers. It is widely believed that quantum computers will ultimately be realized in solid-state systems. In this paper we describe three solid-state quantum computer proposals, based, respectively, on solid-state NMR, superconducting junctions and quantum dots.

**Key words** quantum computers, solid-state proposals

### 1 引言

1994年,Shor提出了一种特殊的算法<sup>[1,2]</sup>,可以将大数有效地进行质因数分解.这一算法极大地震惊了学术界,因为它直接地威胁了现今世界上广泛采用的RSA公钥密码体系的安全性.如果这一算法得以真正实施,银行等系统将变得无密可保. Shor这一算法必须在量子计算机(quantum computer,简称QC)上执行,是一种量子算法.

QC是遵循量子力学规律进行运算的机器,而现今广泛使用的计算机本质上都是在经典物理学的支配下运行,可称之为经典计算机. QC与经典计算机的最大区别在于其信息存储、处理的单位是量子比特(qubit). Qubit可以处于两个正交量子态( $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ )的叠加态,

$$|qubit\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (1)$$

利用量子态的相干叠加性可以进行量子并行运算,从而使量子算法有可能比经典算法更加有效.许多两态量子系统均可作为qubit的载体,如二能级原

子,光子的两个偏振态,电子的两个自旋态等等.有时,我们也直接称这些载体为qubit.

人们相继又提出了许多量子算法<sup>[3]</sup>,它们在解决某类问题时将比已知的经典算法更为有效.其中著名的如Grover的无序数据库的搜索算法,Deutsch-Jozsa算法等.正是这一系列量子算法的提出,激励着人们着手去构造QC.随着一系列量子纠错方案的发现,人们开始提出了一些QC方案,并尝试在实验上加以演示.现在实验上演示比较成功的QC方案有离子阱QC,液态核磁共振QC,腔量子电动力学QC等等.然而目前实验中最多也只是做了7个qubit量子逻辑门操作的演示<sup>[4]</sup>,要进一步提高qubit的位数,达到真正可以实用的QC阶段(至少应是几百个qubit用于计算<sup>[5]</sup>),无论在理论上还是在实验上都面临着巨大的困难.人们普遍认为固态QC(即利用固态器件构造的QC)将易于实现qubit位数的大规

\* 国家自然科学基金(批准号:60120401)资助项目,国家重点基础研究项目

2002-03-15收到初稿,2002-05-31修回

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: gsjin@red.semi.ac.cn

模化,从而真正制造出 QC. 以下我们将重点介绍硅基固态核磁共振、超导和量子点 QC 方案.

## 2 固态核磁共振 QC 方案

1998 年,澳大利亚南威尔士大学的 Kane 提出了一种著名的固态 QC 构造方案<sup>[6]</sup>,其原理如图 1(取自文献 6])所示.<sup>31</sup>P 原子做为替位杂质被掺入纯的<sup>28</sup>Si 基底中(两种原子大小相近),<sup>31</sup>P 原子相互间距为 20nm,在<sup>28</sup>Si 的表面之下排列成一条直线.<sup>28</sup>Si 基底的表面隔着绝缘层,在每个<sup>31</sup>P 原子正上方的绝缘层中均嵌有一金属电极,称之为 A 门.两个 A 门之间也嵌有金属电极,称之为 J 门.

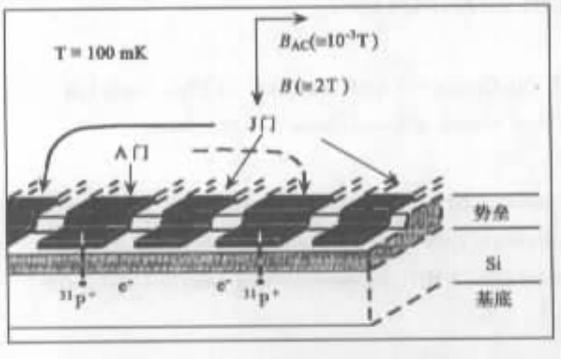


图 1 Kane 的固态核磁共振 QC 方案原理图

### 2.1 Qubit 的表示

<sup>31</sup>P 的核自旋  $I = 1/2$ ,在强磁场下由于塞曼效应将分裂出两个能级,Kane 提出利用这一两态系统来表示 qubit.核自旋与其周围环境的耦合很弱,因此可以具有较长的消相干时间.例如当温度充分低达到  $T = 1.5\text{K}$  时,核自旋的消相干时间可以超过 10h.基底选用纯度极高的<sup>28</sup>Si 是因为其核自旋  $I = 0$ ,可以避免与<sup>31</sup>P 原子核自旋的相互作用.

### 2.2 初始化

<sup>31</sup>P 原子在 Si 中是浅能级施主,其 M 壳层的五个电子有四个与 Si 结合成共价键,另一个被电离到导带中,松弛地束缚于核.这样,整个<sup>31</sup>P 原子可近似地看成由带一个正电荷的原子实和最外层的一个电子组成的类氢离子,如图 2(取自文献 7])所示.

在外加匀强磁场  $B$ (设沿  $z$  轴正方向)的作用下,<sup>31</sup>P 原子的最外层电子和核自旋能级将发生塞曼分裂.人们希望在 QC 进行运算之前,核和最外层电子的自旋能级均处于能量较低的基态,即被极化(初始化).计算表明,当  $B \geq 2\text{T}$  且体系温度  $T \leq 100\text{mK}$  时,电子自旋即被完全极化.在下面的讨论中,我们取  $B = 2\text{T}$  和  $T = 100\text{mK}$ .此时核自旋并不能被完全

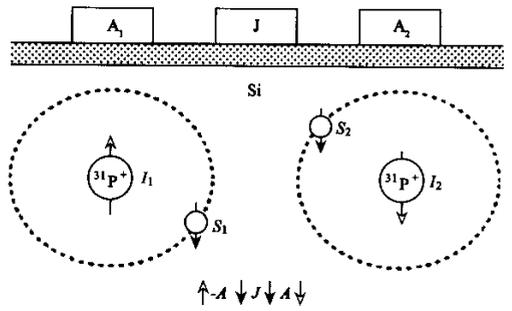


图 2 <sup>28</sup>Si 中的两个<sup>31</sup>P 施主原子

极化,这就需要能够测量每个核自旋的取向,并对其加以操作,使之正确初始化.核自旋的测量和单 qubit 的旋转操作在后面将有讨论.

### 2.3 Qubit 的门操作

人们证明,任何一个量子么正变换都可以由一系列的单 qubit 旋转门和两 qubit 的可控非门(control-not 门)操作来任意精度地逼近.因此,寻找物理上能完成单位和双位 qubit 门可控操作的机制是构造 QC 的关键.Kane 提出利用<sup>31</sup>P 原子最外层电子的自旋与核自旋的超精细相互作用(可由 A 门控制)来实现单 qubit 操作;利用相邻两<sup>31</sup>P 原子的最外层电子的交换作用(由 J 门控制),来间接地实现两 qubit 的耦合,从而实现两位 qubit 门操作.

#### 2.3.1 单 qubit 的旋转门

取 J 门偏压为零,此时每个 qubit 间无耦合,单位 qubit 的核-电子自旋体系的哈密顿量为

$$H = \gamma_e S_z^e B + \gamma_n S_z^n B - A S_e \cdot S_n, \quad (2)$$

其中  $S_z^e$ ( $S_z^n$ )和  $\gamma_e$ ( $\gamma_n$ )分别为最外层电子(核)的自旋算符和回磁比.  $A = \frac{8}{3} \pi \mu_B g_n \mu_n |\Psi(0)|^2$  是费米接触超精细相互作用能,可见  $A$  正比于电子波函数在核处的概率密度  $|\Psi(0)|^2$ .在初始化条件下使所有 A 门偏压为零,可计算得到此时每个 qubit 的核能级的频率分裂  $h\nu_A \approx 2g_n \mu_n B + 2A + \frac{2A^2}{\mu_B B}$ .如果我们令某一特定 A 门加正偏压(而保持其他 A 门偏压不变),那么其下<sup>31</sup>P 原子的电子云将被吸引向绝缘层,使得电子云在核处的密度  $|\Psi(0)|^2$  减小(见图 3,取自文献 8])从而  $A$  和  $\nu_A$  变小.这样,特定<sup>31</sup>P 原子的核磁共振频率  $\nu'_A$  将区别于其他原子的  $\nu_A$ .此时如果我们应用频率为  $\nu'_A$  的拉比(Rabi)脉冲(如  $\pi$  脉冲  $\pi/2$  脉冲),就可实现对特定 qubit 的旋转操作.总之,通过控制 A 门偏压和交变磁场  $B_{ac}$  我们可以

## 实现单位 qubit 门操作.

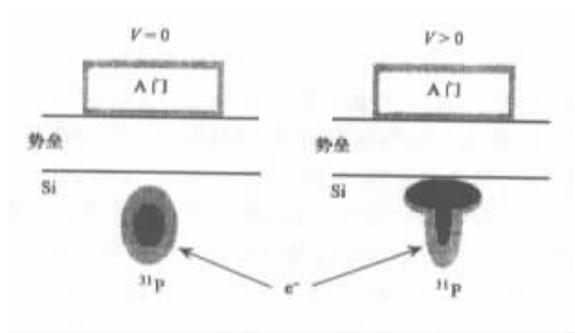


图3 操作 A 门时的电子云分布

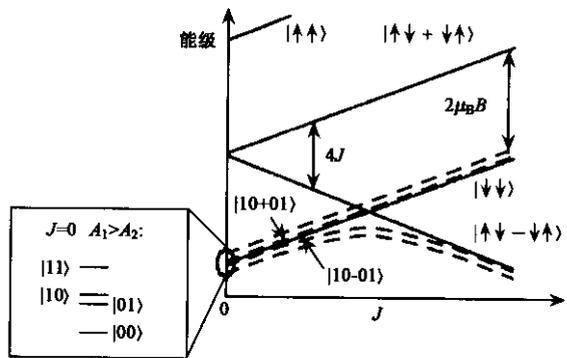


图4 进行 CN 门操作和核自旋测量时相关能级随交换能  $J$  的变化

### 2.3.2 CN 门

利用  $J$  门可以控制两相邻 qubit 系统间电子云重叠的大小,进而间接地控制相应的核自旋的耦合.两相邻 qubit 系统的自旋相关的哈密顿量为

$$H_{12} = H_1 + H_2 + JS_1 \cdot S_2, \quad (3)$$

其中  $H_1$  和  $H_2$  形式如(2)式,  $J$  为交换能.可以选取非耦合表象基矢,得到  $H_{12}$  的  $16 \times 16$  矩阵表示,将其分块对角化即可得到相应的本征能级和本征态.与 CN 门操作及核自旋测量相关的能级随交换能变化如图 4 所示(取自文献[6]).

选第一个  $^{31}\text{P}$  原子的核自旋为控制比特,第二个的为目标比特.初始时,  $J=0, \Delta A = A_1 - A_2 > 0$ . 第一步,令  $J$  绝热地增加,但  $J < \frac{\mu_B B}{2}$ ,同时令  $\Delta A = 0$ ; 第二步,继续加大  $J$ ,使得  $J \gg \frac{\mu_B B}{2}$ ; 第三步,加上频率为  $h\nu_{ac} = E|_{11}|\downarrow\downarrow\rangle - E|_{10+01}|\downarrow\downarrow\rangle$  的拉比  $\pi$  脉冲; 第四步,绝热地减小  $J$ ,当  $J=0$  时,使  $\Delta A = 0$ . 在通过以上步骤进行操纵过程中,态的演化情况见表 1.

表 1

	初态 $J=0, \Delta A > 0$	第一步 $J < \frac{\mu_B B}{2}, \Delta A = 0$	第二步 $J \gg \frac{\mu_B B}{2}, \Delta A = 0$	第三步 频率为 $\nu_{ac}$ 的 $\pi$ 脉冲	第四步 (末态)
态 1	$ 11\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 11\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 11\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 10+01\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 10\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$
态 2	$ 10\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 10+01\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 10+01\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 11\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 11\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$
态 3	$ 01\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 10-01\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 11\rangle  \uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow\rangle$	$ 11\rangle  \uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow\rangle$	$ 01\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$
态 4	$ 00\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 00\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$	$ 00\rangle  \uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow\rangle$	$ 00\rangle  \uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow\rangle$	$ 00\rangle  \downarrow\downarrow\rangle$

其中  $|01\rangle = |0\rangle_1 |1\rangle_2$  表示第一个核自旋向上,第二个核自旋向下;  $|\downarrow\downarrow\rangle = |\downarrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2$  表示两个电子自旋均向下;  $|10+01\rangle = |1\rangle_1 |0\rangle_2 + |0\rangle_1 |1\rangle_2$  表示两核自旋处于叠加态(略去归一化常数);  $|\uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2$  表示两电子自旋处于叠加态.这样,对于核自旋来说相当于完成了下面的变换(见表 2):

表 2

初态	$ 11\rangle$	$ 10\rangle$	$ 01\rangle$	$ 00\rangle$
末态	$ 10\rangle$	$ 11\rangle$	$ 01\rangle$	$ 00\rangle$

当控制比特为  $|1\rangle_1$  时,目标比特翻转,当控制比特为  $|0\rangle_1$  时,目标比特不变,从而实现了 CN 门操作.

## 2.4 核自旋的测量

核自旋的信号十分微弱, Kane 提出可以将核自旋的极化先传递给最外层电子,再对电子的自旋态加以测量.

### 2.4.1 核自旋极化绝热地传递给电子

前二步操作与实现 CN 门的操作相同.此时我们可以看到若第一个核自旋初态处于  $|1\rangle_1$  态,则末态电子处于自旋三态  $|\downarrow\downarrow\rangle$ .若核自旋初态为  $|0\rangle_1$ ,则末态电子处于单态  $|\uparrow\downarrow-\downarrow\uparrow\rangle$ .这样通过操作特定 qubit 上的 A 门、 $J$  门偏压,我们便将需要测量的核自旋(即第一个核自旋)的极化信息传递给了两个电子的自旋态.

### 2.4.2 对电子自旋态的测量

将相邻  $^{31}\text{P}$  原子之上的 A 门适当偏压,若电子处于单态,则会发生隧穿效应,处于三态则不能.使用

极为灵敏的静电计来测量这种电荷移动,即可区分两电子的单态和三态.

## 2.5 可能的消相干因素

### (1) 门电压 (主要是 A 门) 的起伏

由于 A 门电压直接影响自旋进动的频率.

### (2) 与材料相关的起伏

Kane 的 QC 方案使用的主要材料是 Si, 这样可以充分利用已经发展得十分成熟并仍在快速发展的现有半导体制造业的大量资源. 从 Kane QC 的原始方案出发, 人们提出了一些改进的措施<sup>[9]</sup>和许多与 Kane 方案类似或相关的 QC 方案. Vrijen 等人提出将<sup>31</sup>P 植入到硅锗异质结中<sup>[10]</sup>, 利用此施主杂质的一个束缚电子的自旋作为 qubit. 这样当  $B \geq 2T$  和  $T \leq 1K$  时, 即可实现 qubit 的初始化. 由于异质结中各层的 Si, Ge 比例可以不同, 通过调节门电压就能改变特定<sup>31</sup>P 原子中束缚电子的自旋  $g$  因子. 再利用电子自旋共振 (ESR) 技术, 即可实现单位 qubit 的翻转操作. 两相邻 qubit 的 CN 门操作同样可利用电子自旋的交换相互作用实现. 传统的场效应晶体管可以用来进行电子自旋态的测量. 与 Kane 方案相比, 利用电子自旋作为 qubit 将没有利用核自旋作为 qubit 时的消相干时间长.

在 Vrijen 等人的方案中, <sup>31</sup>P 原子起到了标记 qubit 以便 QC 可以分别寻址每个 qubit 的作用. 同样, 量子点也可以胜任这一任务<sup>[11]</sup>. 近来 Yamamoto 小组还提出了一种全硅的 QC 方案<sup>[12]</sup>.

## 3 超导 QC 方案

在低温下的某些金属中两个电子通过一个声子相互作用被束缚在一起形成一个库珀对 (电荷为  $2e$ ). 正如在量子点里的电子那样, 库珀对也可以被限制在一个静电箱内, 且箱里的库珀对数作为一个很好的量子数可以用来作为信息的载体. 人们从这一点受到启发, 向固态量子计算机的实现迈出了第一步. 固态 qubit 的第一个实验证明是由 Nakamura 等人来完成的<sup>[13]</sup>. 他们观察到了在相差一个库珀对的两个宏观态  $|n\rangle$  和  $|n+1\rangle$  (这里  $|n\rangle$  表示在箱里余电子数  $n$  的荷数态) 之间单个库珀对相干振荡, 并控制了这两个态相干的演化, 由此证明了两个宏观相干叠加态的存在并初步实现了固态 qubit. 在他们的实验模型中, 一个纳米范围的超导电极岛与一个超导库通过一个约瑟夫森结相互弱耦合构成一个库珀对箱, 如图 5(a) (取自文献 [14]) 所示. 这些超

导体形成一个电容, 并且约瑟夫森结里的电流能改变该电容上的电荷. 门电压控制两个电极间的电势差. 尽管在箱里的电子数是宏观的, 但是在超导态下, 这些电子都构成库珀对, 并且形成一个与准粒子激发态相隔超导隙  $\Delta$  的一个宏观基态  $|n\rangle$ . 如果  $\Delta$  大于单个电子的充电能  $E_C$ , 那么惟一能发生的低能激发是由于库珀对通过约瑟夫森结的隧穿而在不同  $|n\rangle$  态之间发生的跃迁. 对于一个电容非常小 ( $E_C$  较大) 的库珀对箱, 当  $E_C > E_J$  时 ( $E_J$  是约瑟夫森耦合能),  $n$  大幅度的涨落将被抑制. 用门电压来调节库珀对箱静电能到该体系简并点附近时, 只有一个库珀对在两个电极之间相干振荡, 这时的库珀对箱就构成了一个 qubit. 该体系的哈密顿是

$$H(\gamma, n) = E_C(n - n_g)^2 - E_J \cos \gamma, \quad (3)$$

其中  $\gamma$  和  $n$  是如粒子的坐标和动量一样的一对共轭量, 分别是相位差和岛上剩余库珀对数, 他们之间的对易关系是  $[\hbar\gamma, n] = -i\hbar$ ,  $n = -i \frac{\partial}{\partial \gamma}$ . 还有  $n_g =$

$\frac{C_g V}{2e}$ ,  $C_g$  是门电容. 为了控制量子逻辑门所需要的叠加态相干的演化, Mahklin 等人建议用一个“理想”的哈密顿量<sup>[14]</sup>. 它最重要的一个优点是, 在某些参数上, 在静止态持续的时间内, 可以把逻辑态间的能级分裂调到零, 即  $H = 0$ . 这样可以避免不必要的相位演化. 这个优点可以使对时间控制精确度的要求降低很多. 另外, 两个比特之间的耦合, 在避免与固定耦合有关的退相干情况下, 可以闭合或打开. 为了实现这个哈密顿量, Mahklin 等人在原来的库珀对箱的基础上提出了一个用超导量子干涉仪 (SQUID) 来代替约瑟夫森结的新设计方案, 如图 5(b) (取自文献 [14]) 所示. 这个 SQUID 可以用外加磁通量  $\Phi$  来调节. 当这个 SQUID 自感  $L_\Phi$  很小, 且磁通量振荡频率很高时, 该 SQUID 允许有效约瑟夫森耦合取从零到  $2E_J$  的值. 当  $E_J = 0$  和  $n = n_g$  时, 该哈密顿就变为“理想”的. 各 qubit 之间的耦合是由 LC 振荡电路方式来实现的. 一次改变一个 qubit 的门电压和磁通量, 可以实现单个 qubit 的操作. 为完成两个比特的操作, 同时打开相应的约瑟夫森结, 使这两个 qubit 相耦合. 以上两种操作联合起来就得到了量子计算所需要的通用门. 对 qubit 的测量可以通过把一个单电子晶体管耦合到该比特上来实现. 该体系主要的退相干因素是由带电杂质引起的低频干扰, 退相干时间大约为  $1\mu s$ .

游建强等研究了超导电荷 qubit 中自感和互感

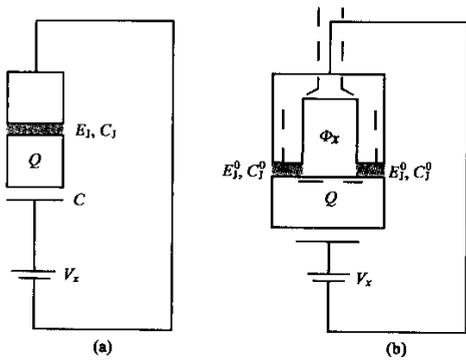


图5 约瑟夫森结 qubit

(a) 通过超导电子箱实现的一个简单的 qubit (b) 优化的 qubit

的作用,并提出一个利用互感来耦合超导电荷 qubit 的新方案<sup>[15]</sup>.在自旋表象下,他们将单和双 qubit 系统的哈密顿量精确地表示成紧凑形式,可以很方便地用量子计算的语言来描述 qubit 系统的时间演化.他们的方案克服了 Y. Makhlin 等<sup>[14]</sup>提出的通过 LC 电路实现不同 qubit 耦合方案中的缺点,可以精确表述出 qubit 间耦合大小  $\prod_{12} \sigma_x^1 \sigma_y^2$ ,可以通过超导磁通传输在任意两个(甚至相距很远的)qubit 间实现耦合.

#### 4 量子点 QC 方案

对量子点 QC 方案的研究工作非常多,内容也很丰富,但目前还只是基础研究阶段.利用量子点来构造 qubit 的研究大致分为两类:一类是利用单个量子点的基态和第一激发态来构造 qubit;另一类是用两个量子点耦合后形成的偶宇称和奇宇称基态来构造 qubit.

李树深等<sup>[16,17]</sup>研究了 InAs/GaAs 量子点中单电子量子态随时间的演化,揭示了高位态态密度以飞秒量级随时间振荡演化的特性.他们提出了一个参数相图方案,定义了单量子点能用作量子比特的参数使用范围.他们的研究发现,量子态在外静电场的作用下,一方面由于抑制了量子态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  之间的声学声子和光学声子散射;另一方面电场真空涨落新引入的退相干率又较小,结果使总的退相干时间有效地增加.他们的研究结果对于设计以半导体量子点为基础的固态量子计算有一定的参考意义.

为了实现多位量子点比特体系,探索固态量子

逻辑和计算的可能性,研究复杂介观体系的能谱和介观输运现象显得十分重要.游建强等<sup>[18,19]</sup>用安德森紧束缚哈密顿量来模拟实际的双量子点体系,首次同时考虑点内、点间库仑相互作用,点间隧穿耦合和点与引线间的隧穿耦合,运用格林函数理论方法详细研究了平均占据数与化学势关系,不同占据情况下的双量子点能谱(局域态密度的能谱)以及它们与量子库仑相互作用、隧穿耦合强度的关系.揭示了填充状态对双量子点能谱的影响和点与引线耦合对能谱的重整化作用,对组构双量子点比特有重要指导意义.

游建强等<sup>[19,20]</sup>在解出双量子点体系能谱基础上,运用非平衡体系 Keldysh 公式求出了适用于相互作用体系的广义 Landauer-Büttiker 电导公式,具体计算了双量子点体系电导以及它与点间隧穿耦合、点间库仑相互作用和点线间耦合的关系,揭示了弹性电导和非弹性电导的贡献.他们的理论工作由于考虑了点线间耦合更适合于描述一个实际双量子点体系中的运态过程,深化了对两量子点比特体系的认识.

#### 5 结束语

以上我们在原理上介绍了固态量子计算中最具潜力的三种方案,每种方案均各有优势,同时要真正实现也各自面临着巨大的困难.以 Kane 的方案为例,其优势在于利用核自旋作为 qubit 可以具有较长的消相干时间,然而将核自旋态传递给电子自旋却需要复杂的传输过程,同时如何制造出单电子晶体管并用于单电子自旋的探测也存在着巨大的技术困难.目前,超导 qubit 方案的研究是实验上进展最快的固态 QC 方案.量子计算中最苛刻的要求之一——相对长的消相干时间,已经在对超导 qubit 系统的实验中被证明是可以满足的<sup>[21,22]</sup>.

经典计算机正以摩尔定律高速发展,然而几乎没有人会怀疑摩尔定律终将有失效的一天.在某些特殊用途方面,QC 无疑是替代经典计算机的有力竞争者.固态 QC 可以将许多当前计算机芯片的制造工艺应用于 QC,实现“旧瓶装新酒”,人们对固态 QC 抱有极大的希望.现在,无论在理论上还是实验上对固态 QC 的研究都是学术上非常活跃的研究热点.人们期望有朝一日能制造出坚固、易操作、真正实用的量子计算机.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Shor P W. In :Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundation of Computer Science. Los Alamos ,CA :IEEE Computer Society Press. 1994. 124—133
- [ 2 ] Ekert A ,Jozsa R. Rev. Mod. Phys. ,1996 ,68 :733
- [ 3 ] 赵志 ,冯芒 ,詹明生. 物理学进展 ,2001 ,21( 2 ) :183[ Zhao Z , Feng M ,Zhan M S. Progress in Physics ,2001 ,21( 2 ) :183 in Chinese ]
- [ 4 ] Vandersypen L M K *et al.* Nature ,2001 ,414 :883
- [ 5 ] Divincenzo D P. Fortschr. Phys. ,2000 ,48 :771
- [ 6 ] Kane B E. Nature ,1998 ,393 :133
- [ 7 ] Berman G P ,Doolen G D ,Tsifrinovich V I. Superlattices and Microstructures ,2000 ,27 :89
- [ 8 ] Galindo A ,Martin-Delgado M A. Rev. Mod. Phys. ,2002 ,74 :347
- [ 9 ] Kane B E. Fortschr. Phys. ,2000 ,48 :1023
- [ 10 ] Vrijen R *et al.* Phys. Rev. A ,2000 ,62 :012306
- [ 11 ] Loss D ,Divincenzo D P. Phys. Rev. A ,1998 ,57 :120
- [ 12 ] Ladd T D *et al.* quant-ph/0109039
- [ 13 ] Nakamura Y ,Pashkin Yu A ,Tsai J S. Nature ,1999 ,398 :786
- [ 14 ] Makhlin Y ,Schön G ,Shnirman A. Nature ,1999 ,398 :305
- [ 15 ] You J Q ,Lam C H ,Zheng H Z. Phys. Rev. B ,2001 ,63 :R180501
- [ 16 ] Li S S ,Xia J B ,Liu J L *et al.* J. Appl. Phys. ,2001 ,90 :6151
- [ 17 ] Li S S ,Long G L ,Bai F S *et al.* Pro. Natl. Acad. USA ,2001 ,98 ( 21 ) :11847
- [ 18 ] You J Q ,Zheng H Z. Chin. Phys. Lett. ,1999 ,16 :594
- [ 19 ] You J Q ,Zheng H Z. Phys. Rev. B ,1999 ,60 :13314
- [ 20 ] You J Q ,Lam C H ,Zheng H Z. Phys. Rev. B ,2000 ,62 :1978
- [ 21 ] Vion D *et al.* Science ,2002 ,296 :886
- [ 22 ] Yu Y *et al.* Science ,2002 ,296 :889

## · 物理新闻 ·

### 让玻色子具有费米子的行为( Making Bosons Act Like Fermions )

在微观世界中 ,物质分为两类 ;一类是费米子( 如电子等 ) ,一类是玻色子( 如光子或氢原子 ) .费米子服从泡利不相容原理 .如果将许多费米子放入一个体系内 ,那些处于其中的费米子必须具有不同的位置或不同的量子态( 如动量或自旋等 ) ,也就是说 ,二个费米子不能有完全相同的量子态 .而玻色子就没有这些限制 ,因此玻色子可以处于同一量子态上 .

物理世界中已经有大量实例证明 ,可以使费米子具有玻色子的行为 ,例如在超导与超流的实验中 ,我们让费米子配对后就能使它具有玻色子的行为特征 .但迄今为止 ,还没有反过来的实例 ,即让具有不可分辨性的玻色子具有好挑剔的费米子的行为特征 .

最近德国马克斯 - 普朗克量子光学研究所的 B. Paredes 博士提出了两个设想 ,他要让玻色子具有费米子的行为 .他的第一个设想是将玻色 - 爱因斯坦凝聚体( BEC )作旋转运动 ,由于各原子具有各种不同的角动量 ,因此 BEC 就有了不同的低能态 .将对 BEC 旋转的速率控制在一个适当的数值上 ,使得由角动量带来的能量盈余正好与旋转相互抵消 ,而使所有原子都处于相同的低能阱内 ,这时原子间将不得不减少相互排斥 ,并接受角动量的微小差异 ,就像费米子的行为一样 .在这个设想中 ,利用激光或力学装置来旋转 BEC 并不困难 ,但要想观察到玻色体系的费米子化却有一定困难 ,因为这时系统只能保持少量原子 ,例如 5 个左右 ,而不是常规的 10 ,000 个原子 .所以要完成这个设想是极其困难的 .

他的第二个设想是旋转一个光学点阵 ,即利用光学网络构成一个原子阱 ,每个阱内只含有 5 个原子 ,这种状态在实验上是可以实现的 ,同时旋转光学点阵后将会发出比旋转 BEC 要强得多的信号 .

( 云中客摘自 Phys. Rev. A ,September 2002 )

### 利用阳光进行外科手术( Solar Surgery )

一些大型的医院在用激光作为能源进行外科手术时仍然觉得价格过于昂贵 .为了寻找便宜的能源 ,以色列 Blaustein 沙漠研究所的科学家 J. Gordon 教授和他的同事们决定利用大自然中的太阳光作为能源 ,他们收集阳光并将它聚焦 ,然后利用光纤输送到外科手术室备用 .通常使激光进行外科手术的优点是激光具有较高的能量密度和手术时所需的充足的能量供给 .在这方面 ,阳光能源只相当于功率为 8W ,能量密度为 10W/mm<sup>2</sup> 的激光能源 .

这个研究组已成功地对小鸡的胸部与肝脏进行了手术 ,下一步他们准备利用太阳能光纤系统对实验老鼠进行试验 .他们希望这个项目能对人体的肿瘤疾病进行手术而能使人体受到最少的伤害 .

( 云中客摘自 Appl. Phys. Lett. ,30 September 2002 )