

量子测量问题的研究及应用*

孙 昌 璞

(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘 要 文章结合最近完成的量子测量实验(如用冷原子 Bragg 散射实现的“which way”实验和用 C_{60} 分子完成的小系统量子干涉实验),比较系统地介绍了量子测量问题及其相关的基本概念和基本思想,如量子相干、量子退相干和量子纠缠.从理论和实验结合的角度,讨论了外部环境和内部运动怎样诱导量子退相干和量子耗散,由此探讨了“薛定谔猫佯谬”和“宏观物体空间局域化描述”的物理解释.最后,文章简单地描述了量子计算和量子通信等基本量子信息过程,并讨论了量子退相干效应对它们的影响.

关键词 量子测量,量子相干与退相干,量子纠缠,量子信息

PROBLEMS IN QUANTUM MEASUREMENT AND APPLICATIONS

SUN Chang Pu

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

Abstract In connection with the recent experiments on quantum measurement, such as the “which-way” detection using the Bragg scattering of cold atoms and quantum interference using a small molecular C_{60} quantum system, we introduce the quantum measurement problem and its relevant fundamental concepts and ideas, such as quantum coherence, quantum decoherence and quantum entanglement. In order to understand the loss of quantum coherence for a quantum system due to its interaction with another system behaving classically or macroscopically, we discuss some quantum dynamical models to describe the quantum decoherence and quantum dissipation induced by couplings to the external environment or inner motions. In the classical or macroscopic limit, it is shown that the wave function of the total system formed by the quantum system plus another system interacting with it is factorized as an entangled state with correlation between the measured quantum states and the configurations of the external large system or the inner degrees of freedom. In association with a novel viewpoint about quantum measurement, which has been directly verified by recent experiments (e.g., S. Durr et al., *Nature*, 1998, 33:359), it is shown that quantum entanglement is indeed responsible for the quantum decoherence, and thus it can be regarded as a “clean” quantum measurement when the large system behaves as a classical object. These arguments give us a possible solution to the “Schrödinger cat paradox” and to whether the coherent superposition of macroscopic states exists. These discussions are also applied to the quantum decoherence problems in quantum information including quantum computing and quantum communication.

Key words quantum coherence and decoherence, quantum measurement, quantum entanglement, “which-way” detection and quantum information

1 引言

在本世纪科学发展过程中,以量子力学为核心的量子物理无疑是最深刻、最有成就的科学理论之一.它不仅代表了人类对微观物质世界基本规律的认识飞跃,而且它带来的技术创新直接推动了社会生产力的发展,从根本上影响了人类的物质生活.目

前关于量子信息的前沿研究工作有迹象表明,量子力学的基本概念有可能改变人们对信息存贮、提取和传输过程的理解,成为下一世纪高新技术建立的思想先导,从而加速信息科学的发展.但量子力学过去的成功和目前巨大的发展潜力并不意味着它是一

* 国家杰出青年基金、攀登计划和国家自然科学基金资助项目
1999 - 12 - 23 收到初稿,2000 - 03 - 02 修回

个彻底的、完善的物理学理论,对量子力学基本观念的理解人们甚至持有截然不同的观点.量子理论的开创者之一、丹麦物理学家尼尔斯·玻尔(N. Borh)曾风趣地说:“任何能思考量子力学而又没有被搞得头晕目眩的人都没有真正理解量子力学.”事实上,自量子力学建立以来,关于量子力学基础和基本问题的争论,特别对于量子力学本身完备性的论战,从来就没有停止过^[1-3].从一定的意义上讲,量子力学是在这些富有理性的学术争论中不断发展、完善和走向成熟的.

在1927年 Solvay 物理学会议上,玻尔和爱因斯坦(A. Einstein)开始了关于波粒二象性的著名争论.由此引发了关于量子力学基本问题的全面论战和一系列关于量子力学的思想观念的深入讨论.以下仅罗列一些有代表性的问题^[1-3]:

- (1) 玻尔 - 爱因斯坦关于波粒二象性和测不准原理的争论(1927年)^[1].
- (2) 薛定谔的“死猫 - 活猫”佯谬(1935年)^[1].
- (3) 爱因斯坦 - 波多斯基 - 罗森的 EPR 佯谬(1935年)^[1].
- (4) 冯·诺意曼和威格纳的测量假说(1932年).
- (5) 玻姆的隐变量理论(1952年)^[4].
- (6) Bell 不等式及其实验验证(1964年,1981年,1975年)^[5].

虽然对于上述问题的深入分析会涉及一些专门的理论和技术,但只要进行稍微仔细的考察,人们就不难发现它们均密切联系于量子力学的基本测量问题^[1-3].

早期关于量子力学基本观念的探讨,曾一度集中在哲学意义下的思辩或争论之中.但近年来实验技术的发展,使得人们能够在实验室中精确检验量子力学的基本问题,并进而把这些观念直接应用于信息科学.在所有这些基本理论和潜在应用中,核心问题是量子测量相关的量子相干性(quantum coherence)与量子退相干(quantum decoherence)的矛盾统一^[6].笼统地讲,量子世界的根本特征是它的量子相干性.然而,一旦要“观察”量子世界是怎样运动的,就必须有宏观或经典物体与之相互作用,形成关联(correlation)和纠缠(entanglement),从而就不可避免地引起了量子退相干的发生,使得量子世界的客体丧失其量子特征.从这个意义上讲,量子相干性是人们可资利用的新技术的源泉,但其本身是很脆弱的.这使得我们既看到了曙光,又面临新的挑战.

2 测量中的量子退相干问题

量子相干性是微观物质世界运动的普遍属性.但对于微观粒子运动状态的有效测量,必将使粒子原来的运动产生不可逆的改变,导致量子相干性的破坏.例如,简要地考虑如图1所示的物质波干涉的双缝实验.如果测量粒子通过了哪一个缝(“which-way”测量),便强调了波粒二象性的粒子特性.波动性作为粒子性的互补被排斥了,干涉条纹便不再存在了.因为波是一个弥漫于整个空间的整体,点粒子却可以局域到两缝之一.这种关于干涉条纹消失的讨论是依据标准的“哥本哈根解释”的量子力学互补性原理(complementarity)或称并协原理:物质运动具有粒子和波的双重属性,但在同一个实验中二者是相互排斥的^[1].这种由于测量或其他影响导致相干性消失的现象就是量子退相干^[6].仅就量子测量而言,人们称之为波包塌缩(wave packet collapse).对于这种退相干现象的进一步解释是应用海森伯的测不准关系:准确知道粒子通过路径 A 意味着在垂直于 A 的方向上完全确定粒子的位置精确到 Δx ,从而由测不准原理

$$\Delta x \Delta p \sim \hbar$$

得知这个测量将对垂直于路径 A 方向上的动量产生 $\Delta p \sim \frac{\hbar}{\Delta x}$ 的扰动.它干扰到达屏 S 上粒子的位置,造成干涉条纹的模糊.从这个意义上讲,测不准关系表明,用关于粒子特征的测量(如同时测量动量坐标)去描述具有波粒二象性的物质运动,会引起带来测量的不确定性.这就是说,测不准关系是引起被测系统量子退相干的一个重要原因.但它是否是导致量子退相干的唯一原因,尚须进一步探讨^[7-9].

量子力学的基本特征之一是用波函数描述微观

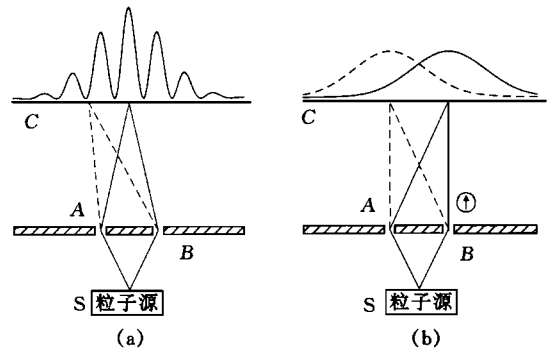


图1 测量对量子干涉的破坏

- (a) 没有对路径测量,有干涉条纹;
- (b) 进行路径的测量,干涉条纹消失

体系的状态.原则上讲,基于波函数进行的测量,可以给出微观系统运动规律的全部信息.设 $|n\rangle$ 是力学量 A 的本征态,相应的本征值为 a_n .任意给定的波函数 $|\phi\rangle$,总可以展开成本征态 $|n\rangle$ 的相干叠加,即纯态

$$|\phi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle, \quad (c_n \in \text{复数}).$$

量子力学的测量原理告诉我们,对处于 $|\phi\rangle$ 态的量子体系测量力学量 A ,得到的结果是不确定的:它可能是 A 的本征值 $\{a_n | n = 0, 1, 2, \dots\}$ 中的一个,相应的几率为 $|c_n|^2$.

关于量子测量问题,需要进一步考虑的是:测量之后的瞬间,体系波函数是什么?问题的回答依赖于测量的结果是什么,如果单一的量子测量得到的结果 a_n ,紧接着的第二次测量应当重复得到确定的结果 a_n .因此可以断定体系的波函数 $|\phi\rangle = \sum c_n |n\rangle$ 必将塌缩到它的一个分支 $|n\rangle$ 上.这种由于测量所导致的波函数瞬间改变是由冯·诺意曼引入的^[1],通常称之为冯·诺意曼投影或波包塌缩(wave packet collapse)和波函数约化(wave function reduction).从物理上讲,这种约化过程代表着测量导致相干性的破坏.

上述关于退相干的讨论是假定进行一次单一测量,并要求必须读出结果.这时,波函数约化到它的一个分支上,这种结果被称为第一类波包塌缩.但是,波函数是通过统计解释与具体实验相联系的,即通过多次的单一测量(或对大量同一客体的复制品的集合——系综进行一次同时测量),得到宏观上可区分的预言结果.在这个意义下,我们需要引入第二类波包塌缩的概念.假定对体系的系综进行测量,而不是针对单个量子系统进行一次测量和读出一个确切的结果.为此,要应用密度矩阵的概念去描述测量后系统的状态.对处于 $|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle$ 的系统进行测量,量子力学并没有告诉我们测量的确切结果.它只是预言在 $|\psi\rangle$ 上测量得到 a_n 的几率为 $|c_n|^2$,因而,正定的算符-密度矩阵算符

$$\rho = \sum_n |c_n|^2 |n\rangle\langle n|$$

便描述了测量后体系的经典概率状态.波包塌缩代表的量子退相干过程可表示为从初态密度矩阵 $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ 到 ρ 转变的非对角项消失过程.这就是所谓的第二类波包塌缩.通常,它的确代表了相干性乃至相干条纹的消失.

上述关于量子测量问题的初步论述告诉我们,

通常在标准的量子力学框架中讨论量子退相干,经典仪器的引入是不可避免的.因为在描述量子测量过程时,人们并没有把仪器作为整个量子系统的一部分考虑进去.人们希望量子力学成为描述整个宇宙的一个普遍理论,它不仅能够描述一个微观的物理系统,还应当描述观测着这个系统的测量仪器.这就要求人们去建立一种动力学的量子测量理论,通过仪器和系统的相互作用,把系统和仪器形成的闭合系统看成一个服从量子力学薛定谔方程或海森伯方程的整体.限制到被测系统部分,我们希望能够自然得到诸如干涉条纹消逝之类的量子退相干或波包塌缩现象.这种描述量子退相干动力学的原始想法最早是由冯·诺意曼和威格纳提出的.但由于他们的理论没有一开始就考虑仪器自身的经典或宏观属性(仪器的量子数很大或组成仪器的粒子数很大),要想实现波包塌缩,就必须引入第二个仪器来测量第一个仪器的状态,引入第三个仪器来测量第二个仪器状态,依次下去,形成无穷长的冯·诺意曼链,从而导致哲学理解上的困难.要想实现量子退相干,必须引入量子世界以外的观察者.他使得最后一个仪器产生波包塌缩,从而依次实现被测系统的量子退相干^[3].

考虑到测量仪器与被测系统的本质区别(前者具有宏观和经典特性),Hepp 于 1971 年通过与 Coleman 的通信讨论^[10],提出了一个量子测量的动力学模型(HC 模型),避免了无穷长的冯·诺意曼链的引入.他们假定仪器是一个由 N 个自旋为 $1/2$ 的粒子组成的阵列,一个极端相对论粒子通过这个阵列并与其相互作用.如果被测粒子处于自旋向上状态,它通过自旋阵列后,阵列中的 N 个自旋全部反转,而当被测粒子处于自旋向下状态,阵列中自旋不变.当 N 很大时,总自旋改变的效应是十分明显的.从而实现了一个理想的量子测量.在 $N \rightarrow \infty$ 的宏观极限下,有限时间演化仍然能够使得极端相对论粒子将自动产生波包塌缩,从而很好地描述量子测量过程. Bell 对此提出的一些批评^[11],进一步完善了 HC 模型.接着, Cini 提出了另一个类似的模型^[12],其中隐含了经典极限的讨论.1991 年, Namik, Nakazato 和 Paskazio 引入能量项,描述了仪器和被测系统的能量交换^[13].几乎同时,本文作者进一步把自旋阵列中粒子自旋推广为任意半整数 j ,明显地考虑 $j \rightarrow \infty$ 的经典极限.从而证明了,即使对于有限 $N, j \rightarrow \infty$ 的经典极限也会导致波包塌缩^[14-16].在这个工作基础上,我们分析了各种量子测量动力

学模型有效演化矩阵的共同特性,发现了有效演化矩阵的因子化是实现波包塌缩的本质.以后我们将通过具体例子进一步阐述因子化的含义.

3 量子测量与“which way”实验

我们已经提到了“which way”测量所导致的干涉条纹消失是来源于波粒二象性的互补原理.按照海森伯的测不准关系,这个问题通常可以描述为测量对粒子动量不可控制的扰动.是否这是解释干涉条纹消失的唯一机制?回答是否定的.目前理论和实验的研究都表明,确实存在另外的机制来解释“which way”实验中的干涉条纹消失现象,这种机制就是所谓的量子关联或量子纠缠^[7-9].

事实上,量子纠缠是量子测量过程的必然要求.量子测量的操作只不过是仪器状态“读出”被测系统状态的过程.用量子力学描述这“读出”的过程,就必须有被测系统和测量仪器之间的关联.若 $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$ 是被测系统的待测状态,则量子关联或量子纠缠可以由系统加仪器形成的总系统的波函数

$$|\Psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \otimes |e_n\rangle$$

描述,其中 $\{|e_n\rangle\}$ 是仪器的一组波函数.这种关联是一种相干叠加.一旦我们知道仪器是处于 $|e_n\rangle$ 态上,整个波函数便塌缩到 $|n\rangle \otimes |e_n\rangle$ 上,从而断定系统的状态是 $|n\rangle$.从物理本质上讲,显示自旋存在的 Stern Gerlach (SG) 实验^[17]就反映了这样一种关联,即从原子的空间分布(在胶片上的两个斑点)读出内部状态自旋的存在,如图 2 所示.考虑磁矩为 μ 、质量为 m 的粒子在非均匀磁场中沿 x 方向运动.在系统的初态中,空间部分是一个高斯波包,而自旋部分是两个自旋态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的相干叠加.在磁场中,处在 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的粒子将受到方向相反的力的作用,因而分裂为两束.这个现象可以用时间演化导致的量子纠缠态

$$\langle x | \Psi(t) \rangle = c_+ |\uparrow\rangle \otimes \phi_+(x) + c_- |\downarrow\rangle \otimes \phi_-(x)$$

来描述. $\phi_+(x)$ 和 $\phi_-(x)$ 就是分别与 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 相关联的空间分布.一个理想的测量要求实验能够很好地区分 $\phi_+(x)$ 和 $\phi_-(x)$,即看出它们的完备积分是否为零.若 $\langle \phi_+ | \phi_- \rangle = 0$,则称测量为理想的;若 $\langle \phi_+ | \phi_- \rangle \neq 0$,则称测量为非理想的.的确,在上述 SG 实验中,经过足够长的时间,重叠积分为零,SG 实验实现了一个理想的量子测量.

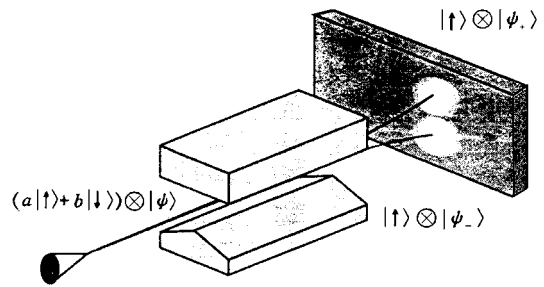


图 2 Stern Gerlach 实验与量子纠缠

上述关于 SG 实验的讨论很直观地说明了量子关联的确是导致量子退相干的原因,但由于在实验中磁场的作用改变了原子的动量,故很难看出“不可控制的动量扰动”是否间接地起了作用.为了突出问题的实质,我们稍加详细地介绍德国 Ramepe 研究小组利用冷原子 Bragg 散射进行的“which way”实验^[8].在这个冷原子 Bragg 散射实验中,让原子束以特定的夹角入射到驻波场中.由于原子的跃迁频率 ω_a 与驻波场的频率 ω 是大失谐的,(即 $|\omega_a - \omega|$ 与相互作用强度相比很大),原子在驻波场中的运动将不易发生跃迁,从而使原子的质心运动经历一个周期场.体系的有效哈密顿可以写为

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{\hbar^2 g^2}{4 \Delta} \cos^2 kx,$$

其中 $\Delta = \omega - \omega_a$.与电子在周期晶格上的 Bragg 散射相类比,我们会看到,对于适当的入射角,原子束会对称地分为两束 B 和 C.再经过一次 Bragg 散射, B 和 C 将分别分为 D 束和 G 束及 E 束和 F 束;而 D 束和 E 束、F 束和 G 束将分别发生干涉,形成如图 3 所示的干涉条纹.实验中采用的原子是 ^{85}Rb ,其激发态 $5^2P_{3/2}$ 记为 $|e\rangle$,其基态 $5^2S_{1/2}$ 相对于总角动量 $F=2$ 和 $F=3$ 分裂为两个超精细态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$.我们取驻波场的频率 ω 正好在 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 中间.这使得失谐量 Δ 相对于 $|2\rangle$ 是小于零的,而相对于 $|3\rangle$ 是大于零的,即上述原子质心运动方程的 Δ 改变符号,从而导致 Bragg 散射的过程中,内部状态不变,但空间状态改变符号.因此,开始制备在状态 $|3\rangle$ 上的原子,经 Bragg 散射后,空间状态不变号,而开始制备在状态 $|2\rangle$ 上的原子,经过 Bragg 散射后变号.

在 Ramepe 小组的实验中,为了实现空间态和内部态的关联,他们先在 $|2\rangle$ 态上加一个 $\sim 3\text{GHz}$ 的 $\pi/2$ 微波,产生 Rabi 转动,使得原子处于叠加态 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|3\rangle + |2\rangle)$ 上,然后经过 Bragg 散射,分为内态为 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|3\rangle - |2\rangle)$ 的 B 束和内态为 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|3\rangle + |2\rangle)$ 的 C

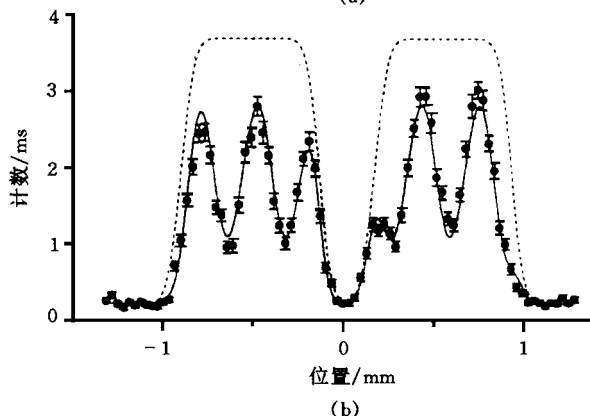
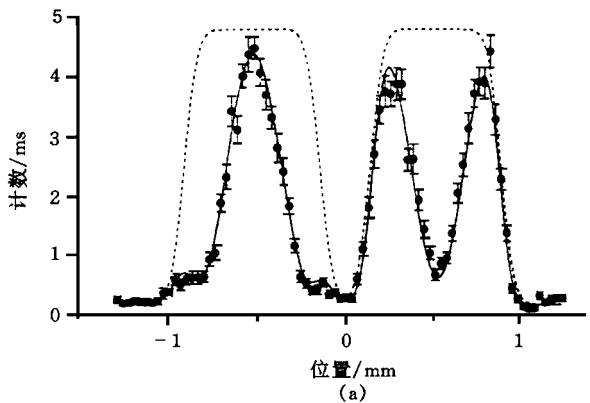


图3 干涉条纹

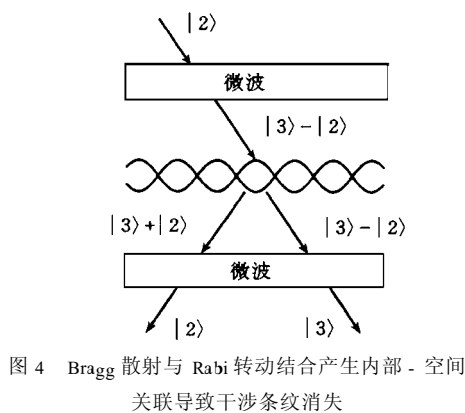
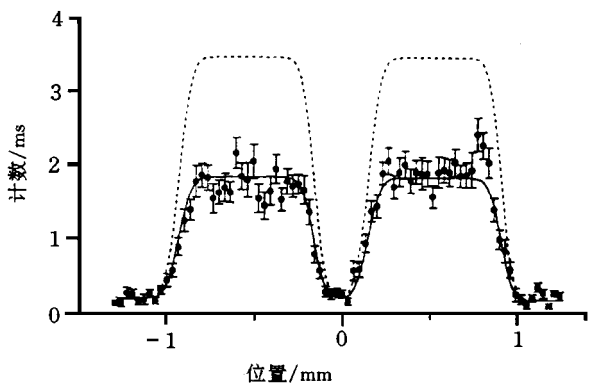


图4 Bragg 散射与 Rabi 转动结合产生内部 - 空间关联导致干涉条纹消失

束,再施加相同的 $\pi/2$ 微波产生第二次 Rabi 转动,使得 B 束内态为 $|2\rangle$, C 束内态为 $|3\rangle$.通过上述 Rabi 转动(如图 4),我们用内态对空间状态进行标

记,产生了一个量子纠缠态

$$|\phi\rangle \sim |\phi_B\rangle \otimes |2\rangle + |\phi_C\rangle \otimes |3\rangle,$$

从而可以得到原子的空间分布

$$\sum_{\text{内态 } j} |\langle j|\phi\rangle|^2 = |\phi_B|^2 + |\phi_C|^2 +$$

$$\phi_C^* \phi_B \langle 3||2\rangle + H.c.,$$

由于 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 正交,实验中显示的干涉条纹消失了(见图 4).

实验结果进一步显示,整个干涉条纹包络的宽度是不变的.这表明由此展现的量子退相干不能解释为测量对原子质心动量的力学扰动.事实上,要抹掉干涉条纹,力学效应必须引起横向动量的弥散,其大小相当于条纹的空间周期,从而使得整个条纹的包络加宽.然而在实验中,这个包络宽度不变,说明动量扰动不是本实验中干涉条纹消失的原因.

另外一个“which-way”实验是利用介观环完成的^[9],在一个电子平均自由程可以与其空间尺度相比拟的介观环中(如图 5),从 A 点注入的电子,平均看来还没来得及与晶格碰撞便在 B 点相干地会聚在一起.来自不同路径的电子会保持原来的相位记忆,产生 Aharonov-Bohm (AB) 效应,即在 B 点测得的电流是穿过环磁通 ϕ 的振荡函数.这里的磁场被限制在垂直于环面的螺旋管内,并无电子与磁场的“直接相互作用”.为了探知是否有电子通过一支臂 D,实验人员在介观环的 D 臂附近放置一个所谓的量子点接触器 (QPC),通过库仑阻塞效应 (Coulomb blockade),监测 D 臂中电子的运动.在这个探测中, D 臂中电子并没有与 QPC 中电子的直接相互作用,不产生可观的力学动量扰动.然而,实验发现 QPC 的探测能力越强, B 处电流的相干效应越小,甚至使得相干性完全消失,这个结果仍可以解释为

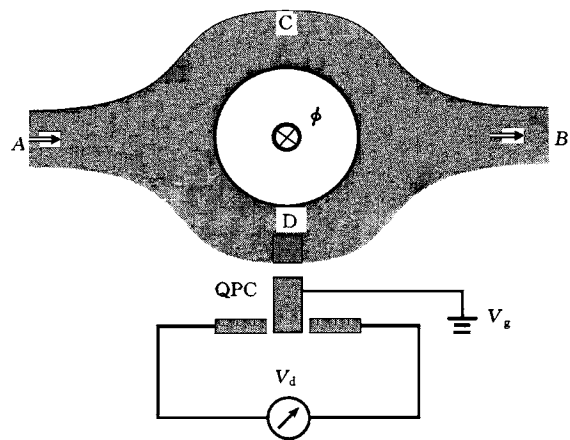


图5 利用量子点接触和介观环实现的 which-way 实验示意图

介观环中的电子态的量子纠缠效应.

4 薛定谔猫和环境诱导量子退相干

我们注意到,在上述“which-way”实验中,量子测量仪要求测量仪器的设置能够读出系统的状态,而不必实际读出系统的状态,即不产生第一类的波包塌缩.从这个意义上讲,一个宏观仪器的作用与包围着系统的环境的作用有很多相似之处:一个宏观的环境会引起其中量子系统的退相干,但环境没有真的去“读出”系统实际是处在哪个状态.因此,上述关于宏观极限下量子测量的动力学模型可以直接推广,用来描述一个随机环境是怎样引起其中量子系统产生退相干效应.但是,环境诱导退相干与量子测量导致波包塌缩是有一定差别的,因为环境除了引起量子退相干效应以外,还会引起系统能量的损耗,即量子耗散^[18,19].

环境中量子系统的退相干与量子物理中一些最基本的问题相联系:为什么一个宏观物体通常表现出的行为是没有量子相干性的?为什么一个宏观物体总是空间局域化的,即主要分布在一定有限区域之内,而不是处在一个平面波描述的扩展状态?既然量子力学是描述微观世界的基本理论,而任何宏观物体又都是由服从量子力学的微观粒子组成,我们自然希望这类与宏观物体的量子相干性有关的问题能够在量子力学的框架下得到回答.宏观物体空间局域化问题的讨论来源于1950年前后爱因斯坦和玻恩的通信^[20].他们发现,一个质量为 M 的宏观物体质心运动由自由哈密顿量 $H = p^2/2M$ 描述,其能量本征态是一个平面波.这是一个没有空间局域化特征的扩展态,与实际观察相矛盾:宏观物体是定域在空间特定区域内.因此,宏观物体波函数应是一个时间相关的波包.然而,这个理解会导致一个新的矛盾:即波包会扩散,当初始波包宽度为 a 时,则 t

时刻波包宽度为 $a(t) = a \sqrt{1 + \frac{t^2}{4M^2 a^2}}$. 当 $t \rightarrow \infty$ 时,空间局域化将被破坏.玻恩对这个问题的解释是:宏观物体的质量 M 很大.从而 $a(t)$ 是一个变化很慢的函数,故宏观物体仍然可以在量子力学的框架下,通过一个很窄的扩展很慢的波包来描写.爱因斯坦进一步反驳了玻恩的观点:宏观物体的“波函数很窄”的要求,与量子力学基本原理——态叠加原理是有矛盾的.设 $|\phi_1\rangle$ 和 $|\phi_2\rangle$ 是薛定谔方程的两个解,则 $|\phi\rangle = |\phi_1\rangle + |\phi_2\rangle$ 也是薛定谔方程式的两个

解,虽然 $|\phi_1\rangle$ 和 $|\phi_2\rangle$ 相对宏观坐标都很窄,但它们的叠加却不一定很窄.

从环境粒子与宏观物体散射导致量子测量的角度,Wigner^[21],Joos 和 Zeh^[22] 讨论了解决这个问题的可能性.设 $|x\rangle$ 是宏观物体的位置本征态, $|\xi\rangle$ 是所有散射粒子的入射初态.由于宏观物体散射的反冲可以忽略,散射过程会导致与宏观物体位置的纠缠:

$$|x\rangle|\xi\rangle \xrightarrow{t} |x\rangle \otimes |\xi_x\rangle = |x\rangle \otimes S_x |\xi\rangle,$$

其中 S_x 是相应于位置 x 的散射矩阵.因此,对任意波函数 $\phi(x)$,宏观物体约化密度矩阵从初态 $\rho(x, x') = \phi(x)\phi(x')$ 变为

$$\rho(x, x', t) = \phi(x)\phi^*(x') \langle \xi | S_x^+ S_x | \xi \rangle.$$

通过散射平移不变性的分析,他们进一步证明了约化密度矩阵非对角元是以 $\rho(x, x') \sim e^{-\Lambda(x-x')^2}$ 的方式衰减,其中 Λ 描述了宏观物体局域化程度. $\rho(x, x')$ 不再具有非对角长程序,即当 $|x-x'| \neq 0$ 时, $\rho(x, x') \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$. 因此,相干性消失了.

也可以用我们的因子化理论解释这种退相干现象^[14-16]:设环境中 N 个独立的粒子与宏观物体碰撞,入射初态 $|\xi\rangle$ 可写为 $|\xi\rangle = \prod_{j=1}^N |\xi_j\rangle$. 由于独立散射假设(不存在三体以上的散射), S 矩阵是因子化的, $S = \prod_{j=1}^N S_x(j)$, 则 N 个模小于 1 数的乘积

$$\langle \xi | S_x^+ S_x | \xi \rangle = \prod_{j=1}^N \langle \xi_j | S_x^+(j) S_x(j) | \xi_j \rangle.$$

在 $N \rightarrow \infty$ 时,有可能趋近于 0,从而导致量子退相干.其实,我们关于量子耗散的研究证明^[19],如果布朗运动可以忽略,耗散系统的运动可以用 Caldeira-Kanai (CK) 哈密顿量描述.基于这个有效哈密顿量,如果体系的初态是一个宽度为 d 的高斯波包, t 时刻的波函数是一个宽度为 $a(t, \eta)$ 的扩散波包.其中 η 是耗散系数,耗散变形时间 $t_\eta = \frac{M(1 - e^{-t/M})}{\eta}$. 当 $t \rightarrow \infty$ 时, $t_\eta \rightarrow M/\eta$, 波包宽度确实不再是无穷大,而是一个有限值.这个简单计算说明了,由于环境的存在,它诱导的量子耗散确实可以导致波包的空间局域化.它为了解决爱因斯坦当年关于宏观物体波包扩散问题提供了一种可能的物理方案.

以上关于宏观物体是否存在相干叠加态的讨论,与“薛定谔猫佯谬”^[1] 密切联系.早年在质疑量子力学的解释时,薛定谔就提出了今天称之为“薛定谔猫佯谬”的理想实验和相关的纠缠态的概念:设想

在一个封闭的盒子里放一只猫和一个具有激发态 $|1\rangle$ 和基态 $|0\rangle$ 两态放射性粒子. 当它处于 $|1\rangle$ 态时, 就会产生辐射衰变把猫杀死; 当它处于 $|0\rangle$ 态时, 就不会辐射, 猫仍然活着. 根据量子力学的态叠加原理, 粒子可以处于 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的叠加态 $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. 在没有打开盒子观察猫的死活以前, 猫会处于一个半死不活的状态, 即会有总体波函数

$$|\psi_{\text{总}}\rangle = \alpha|0\rangle \otimes |\text{活}\rangle + \beta|1\rangle \otimes |\text{死}\rangle,$$

其中 $|\text{死}\rangle$ 和 $|\text{活}\rangle$ 分别代表猫的两种基本状态. 这种理想实验的推论与现实的观察是有矛盾的: 宏观的猫可以处在 $|\text{死}\rangle$ 和 $|\text{活}\rangle$ 的线性叠加的非死非活、半死半活的怪态上. 根据量子测量的哥本哈根解释, 处在这种怪态上, 猫的生死不依赖打开盒子前的“客观存在”, 而是决定于打开盒子后的“观察”. 这看上去不合情理, 因而称之为薛定谔猫佯谬.

基于宏观物体退相干的讨论, 我们认为, 通常谈到的宏观猫的死和活, 只是代表两种集体状态. 而“猫是宏观的”, 意味着猫由许多微观粒子组成. 因而薛定谔猫态完整的描述必须是包含无穷多个内部微观自由度, 不能粗略地简化为 $|\psi\rangle = \alpha|\text{活}\rangle + \beta|\text{死}\rangle$, 其正确的形式应包含对应于死活的内部状态 $|D_j\rangle$ 和 $|L_j\rangle$ ($j=1, 2, 3, \dots$), 即

$$|\psi\rangle = \alpha|\text{活}\rangle \otimes \prod_{j=1}^N |L_j\rangle + \beta|\text{死}\rangle \otimes \prod_{j=1}^N |D_j\rangle.$$

这时, 如果谈论猫的死与活而不管其内部如何, 就应使用猫的约化密度矩阵. 当 $N \rightarrow \infty$ 时, 正比于退相干因子 $F(N, t) = \prod_{j=1}^N \langle L_j | D_j \rangle$ 的非对角矩阵元将有可能趋于零, 宏观薛定谔猫态的相干叠加在极短时间的演化中也会失去其相干性. 对此人们可能会提

出以下质疑: 为什么不同的集体态 $|\text{死}\rangle$ 和 $|\text{活}\rangle$ 会与不同的内部状态相关联? 一般讲来, 由于薛定谔猫是一个宏观物体, 它具有非常大的希尔伯特空间和特别密集的能谱. 由于能级间隔很小, 内部状态即便经历了一个很小的扰动, 也很容易跃迁到不同的状态上. 事实上, 集体自由度在不同的状态上会对不同的内部状态产生不同的影响^[2]. 上述不稳定性会导致与 $|\text{死}\rangle$ 和 $|\text{活}\rangle$ 关联的内部状态不一样.

上述分析关键涉及到宏观物体的内部自由度对其宏观集体自由度的影响. 这类问题最近正经历着精确的实验检验. 最近奥地利 Zeilinger 领导的维也纳研究小组利用 C_{60} 完成了一个准宏观物体的量子干涉实验^[23]. 虽然 C_{60} 分子还远远不是一个宏观系统, 但这是迄今为止人们所能看到的最大的单粒子量子干涉, 特别是 C_{60} 内部具有复杂的内部结构.

在 Zeilinger 小组的实验中(如图 6 所示), 高纯度的商用 C_{60} 被加热到 1000°C 并从炉中射出, 准直后在一个纳米结构 SiN_x 光栅上衍射. 光栅狭缝的间距为 100nm , 而缝的宽度为 50nm . 在光栅后 1.25m 处, 人们观察到了 C_{60} 分子的干涉条纹(见图 7). 图 7(b) 代表没有光栅时的准直分子束信号, 这是为了与干涉信号作对比. 值得指出, 从炉中射出的 C_{60} 分子, 最可几速率为 220ms^{-1} , 它对应于 C_{60} 的物质波波长为 $\lambda = \frac{h}{Mv} \sim 2.5\text{pm}$, 其中 M 是 C_{60} 分子质量. 由实验中观测到干涉条纹确定下来的物质波波长与这个理论值正好相符, 故可断定实验结果是由 C_{60} 分子质心运动相应的物质波干涉引起的. 注意到 C_{60} 物质波波长比 C_{60} 的尺度小 400 倍, 这样的干涉现象是十分有趣的: 尺度大于双缝尺度的粒子可以干涉, 这要对通常的量子干涉概念重新理解.

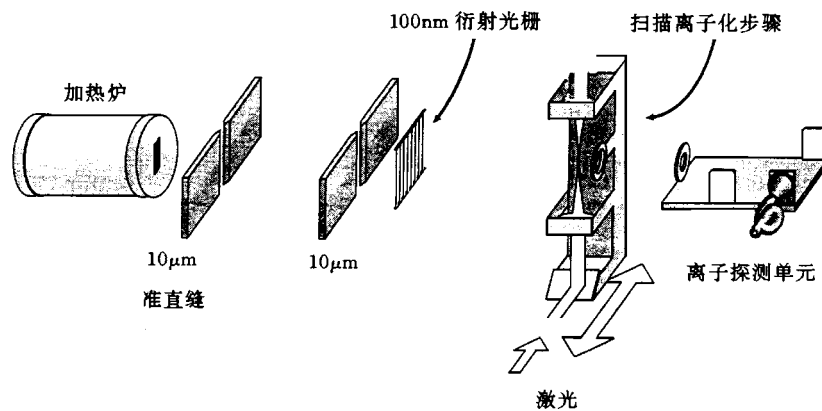


图 6 C_{60} 分子干涉实验装置示意图

在目前的实验条件下, C_{60} 分子内部自由度的激发(如振动-转动激发)不足以与质心运动产生耦合. 因而内部状态并不记录 C_{60} 质心运动的“which-way”信息, 故量子相干性得到了很好的保持. 换句话说, 虽然 C_{60} 分子通过实验装置时有可能辐射几个红外光子, 但由于光子的光波波长(约 $10\mu\text{m}$) 远远大于双缝的间距, 因而辐射的光子并不能有效地记录 C_{60} 通过哪个缝的“which-way”信息, 因而单光子辐射不会引起 C_{60} 的退相干. 虽然目前实验还没有直接研究有限大系统的量子退相干问题, 但在此基础上, 有可能通过激发内部自由度与质心运动的耦合对量子退相干的动力学进行细致的研究.

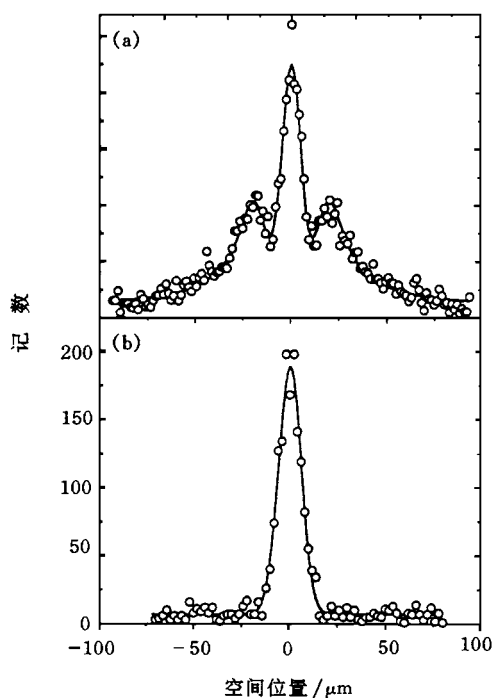


图7 C_{60} 分子的干涉实验结果

5 纠缠态与量子信息

在通常的信息处理过程中, 用 0 和 1 代表一个数据位 (bit), 其物理实验是高电位和低电位等代表的经典状态. 随着器件的超小型化, 量子效应变得越来越重要^[24], 0 和 1 将分别变成两个量子态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$, 形成所谓的量子位 (qubit)^[25-28]. 与经典情况的基本差别是存在状态的相干叠加 $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, ($\alpha, \beta \in \text{复数}$) 经典情况下的计算, 数据位非 0 即 1, 而对量子计算而言, 关键是存在既 0 又 1 的相干叠加.

对于量子通信而言, 其关键是利用量子纠缠态

或称 EPR 对, 如

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \otimes |1\rangle + |1\rangle \otimes |0\rangle),$$

其实质仍是利用二粒子态的相干叠加. 类似于量子测量的描述, 当一个双粒子系统处于这样一个相干叠加态中, 即使两粒子间的空间距离很遥远, 一旦测量确定了其中第一个粒子的状态 $|0\rangle$, 波函数便塌缩到它所相应的分量 $|0\rangle \otimes |1\rangle$, 从而决定了另一个粒子状态 $|1\rangle$. 由此, 人们原则上能在瞬间由一个粒子的状态确定另一个粒子的状态. 试想象某一个物理过程沿不同方向发射出两个光子(即光的波包), 由于某种守恒定律, 始终保证它们的振荡电场的取向(偏振)相反. 在被探测到之前, 每一个电子的偏振都是不确定的; 一旦某个人测量了其中一个光子的偏振, 不论它们相距多远, 另外一个光子的偏振状态也就立刻确定下来了. 这种所谓的非定域效应被称为 EPR 佯谬^[1-3]. 从数学上讲, 两个(或更多个)子系统构成的量子体系的纠缠态就是不能写成子系统态矢的直积的多粒子态, EPR 佯谬中的双粒子态就是处于最大关联的纠缠态. 事实上, 在量子计算中, 量子关联效应也起到了把一台量子计算机中的各个量子数据位互相连接起来的关键作用.

90 年代, 马里兰大学的史砚华等利用 BBO 晶体的非线性效应参量下转换^[29], 通过“鬼象”和“鬼干涉”实验, 直接演示了由这种量子纠缠态或称 EPR 对的存在. 如图 8 所示, 如果在上环出现一个光子, 则下环必产生一个光子与之关联. 而后, 瑞士学者在 10km 光纤上直接测量了光子对之间的量子关联. 1997 年, 利用这一效应, 奥地利因斯布鲁克大学的 Anton Zeilinger 及其同事们能够对量子远距隐性传态 (quantum teleportation) 进行了一次引人注目的演示^[30], 并由此导致了量子通信研究的热潮.

在经典世界中, 远程隐性传态描述了这样一种场景: 某人突然消失掉, 而在远处莫名其妙地显现出

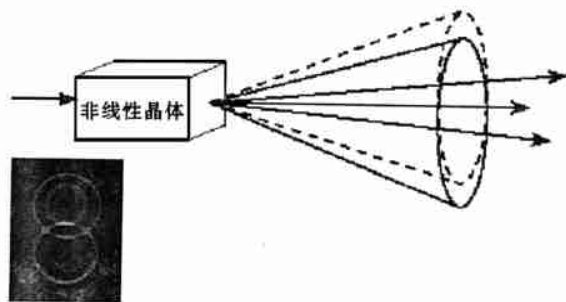


图8 BBO 晶体产生 EPR 关联光子对

来.这有点象科幻小说,但1993年 Bennet 等人却发表了开创性的文章^[31],提出利用量子力学实现远程隐形传态的方案:将某个粒子 B(Bob)的未知量子态 $|u\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ 从地点 P 传到另一个地点 Q,使地点 Q 的另一个粒子 A(Alice)处于态 $|u\rangle$ 上,而原来的粒子仍留在原处 P.其基本做法是将原来的信息分成经典信息和量子信息两个部分,然后分别由经典通道和量子通道传送给接收者.量子通道是由一个 BBO 型的 EPR 关联源产生的 A 粒子和 S 粒子量子纠缠 EPR 态 $|E\rangle$,它是 4 个 Bell 基

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle), \\ |B_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle - |1\rangle|1\rangle), \\ |B_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle), \\ |B_4\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle) \end{aligned}$$

中的一个.粒子 B 的待传状态 $|u\rangle$ 结合 EPR 对的量子态 $|E\rangle$ 构成三粒子系统(A,B 和 S)的联合态 $|T\rangle = |u\rangle \otimes |E\rangle$.此态可以按照粒子 S 和 B 的 Bell 基展开,形式上有

$$\begin{aligned} |T\rangle &= |B_1\rangle U^1 |u\rangle + |B_2\rangle U^2 |u\rangle + \\ &|B_3\rangle U^3 |u\rangle + |B_4\rangle U^4 |u\rangle. \end{aligned}$$

为了把态 $|u\rangle$ 从 Bob 传送给 Alice, Bob 对粒子 B 和 S 进行测量,确定它们处在哪个 Bell 基.其结果是 B 和 S 以特定的几率塌缩到每一个 Bell 基 $|B_j\rangle$ 上.一次测量只能得到一个结果. Bob 将已测到的是哪一个 Bell 基 $|B_j\rangle$,通过经典通道(打电话、发传真或 e-mail 等)告诉 Alice.远方的 Alice 就知道粒子 A 已经塌缩到 $|T\rangle$ 哪一个分量 $|B_j\rangle U^j |u\rangle$ 上,从而得到了他自己的状态 $U^j |u\rangle$,选取合适的么正变换 $U^{j\dagger}$,便可以将粒子 A 制备在态 $|u\rangle$ 上了.

在上述量子隐性传态的方案中,经典通道的作用是必不可少的,因此不存在超光速信号传递,故不存在与相对论的矛盾.经典信息是发送者对原物进行某种测量(Bell 基测量)获得的少量信息(4 个 Bell 基中的 1 个),而量子信息是发送者在测量中未提取的大量信息,即由被传送态 $|u\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ 中连续变量 a 和 b 相对位相因子描述的信息,它通过具有 EPR 关联效应的量子通道进行传递.奥地利因斯布鲁克大学的 Zeilinger 研究小组和意大利学者先后报道了实验量子隐性传态^[32],但学术界有人对这些实验持不同的看法,争论均涉及对 Bell 基量子测量

问题的不同理解^[33].

量子信息的另一重要领域是量子计算.利用量子相干叠加特点,量子计算能够完成经典计算完全不能胜任的工作,如大数因子化和巨数据库搜索.作为当代金融等领域加密的关键,所谓大数因子化是把一个给定的大数 N 分解成素数 N_1, N_2, \dots, N_k 的乘积.数论告诉我们,这种分解是唯一的.因此一旦给定 N ,分解的信息完全确定.从而可以用来加密.通常很容易通过一系列的素数相乘得到一个大数 N ,计算一步完成,是十分容易的,但其逆过程却是十分不容易的.通常的作法是用 $2, 3, 4, \dots, [\sqrt{N}]$ (比 \sqrt{N} 小的最大整数)去除 N ,从而试算出 N 的所有素因子.通常给定一个整数 N ,可唯一地表达成一个长为 L 的二进制数 $(n_0, n_1, \dots, n_{L-1})$

$$N = \sum_{i=0}^{L-1} n_i 2^i.$$

对大数 $N, N \approx 2^L = e^{L \ln 2}$,即对一个长为 L 的二进制数,我们需要计算 $\sqrt{N} = e^{\alpha L}$ 步 ($\alpha = \frac{1}{2} \ln 2$),才会得到 N 的所有素因子.当 N 很大时,计算步骤呈 e 指数增长.因此,这是一个无效计算.一个有效计算应保证计算步骤 $S = P(L)$ 和数据长度是多项式的关系.例如对于一个 400 位大数,用目前最快的计算机需要计算几亿年.因而对于一百位以上的大数因子化加密系统,保密是相当安全的.然而,1994 年,基于量子相干性的巧妙利用,AT&T 的科学家 P. Shor 写出了一种量子算法,原则上可以把上述几十年的计算一下子降低到一年左右.量子计算的另外一个例子是量子搜索.数据库的搜索是指在没有任何外部提示的情况下,从 N 个对象中找到一个特定的对象.通俗地讲,给定一个以人名作索引的电话簿,若要找到电话号为特定号(如 64287745)的人,你至少要试遍 $N/2$ 个对象,才有 50% 以上的可能取得成功,因而计算步骤是和 N 大小成正比的.但是人们可以通过量子计算把计算步骤降为 \sqrt{N} .其作法是,把 N 个对象的数据库对应为一个具有 N 个平权分量的量子相干叠加态 $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |k\rangle$,所谓的量子搜索是要通过适当的么正变换作用 $[\sqrt{N}]$ 次,使得我们要找的态 $|m\rangle$ (标记态)的系数放大到与 1 可以相比的程度.人们把上述的 Grover 算法形象地比喻为“在干草堆里找到一根针”或称“大海捞针”.1998 年, I. Chuang 等利用核磁共振演示了 Grover 量子搜索^[34].

然而,量子信息的研究并非一帆风顺.由于量子态对于环境的效应是相当敏感的,环境的作用会破坏量子相干性.这种环境引起的量子退相干效应是相当致命的.它不仅会大大降低量子计算效率,使有效计算变成无效计算.在一些特殊情况下,由于退相干的影响,量子计算甚至会变得连经典计算机都不如.目前量子隐性远程传态实验均是在实验室中的短距离上进行,也没有应用到实际的通信过程.要想真正地应用于实际,必须解决所谓的“退纠缠”问题,即多粒子态的量子退相干问题.就 Shor 大数因子化量子算法,我们详细分析了环境诱导退相干对计算效率的影响^[35].我们发现,如果用不同模型去描述环境(分别用谐振子热库和二能级系统热库),得到的退相干时间一样.但不同模型的差异主要体现在退相干因子的位相上.位相对一个具体算法的效应是至关重要的,特别是在有限温度情况下,热涨落的效应主要体现在退相干因子的位相的不确定性上.

为了克服退相干的影响,人们主要考虑两种可能:(1)假定退相干已经存在,通过引入附加的量子位,采用与经典纠错码类似的方法去纠正每次概率计算中所产生的误差.这种方法看上去原理上是可行的,但代价是牺牲了冗余的量子位;(2)试图去找到量子计算机系统的特定子空间,在这个子空间中的态与系统的耦合是相同的,因而它们在环境的影响下同步演化,利用它们进行量子信息处理将不发生量子退相干.这种克服退相干的困难在于,能够体现量子计算优势的量子算法必须对各种意义下的“大数”来进行,相应的避免退相干的子空间必须很大.环境不区分这个子空间中的状态,意味着环境不再随机,也就是系统环境丧失了随机的基本特征,就不再称其为环境了.总之,虽然量子计算从原理上展示了把 NP 问题转化为 P 问题(如大数因子化)的成功例子,但由于退相干的存在,物理实现是相当困难的.

6 小结

从以上讨论可以看出,量子测量及其相关的退相干问题的研究不仅具有重大的理论意义,而且在量子信息方面具有巨大的应用潜力.从基本观念上看,量子测量及其量子退相干的研究涉及到现代物理学更普遍的本质问题.众所周知,薛定谔方程是描述微观粒子运动的基本方程,在时间反演变换下,它具有不变性,从而是时间反演对称的,因而薛定谔方

程所描述的单粒子过程是微观可逆的.然而在宏观和经典世界中,由这些粒子组成的宏观物体却表现了不可逆的经典行为.从微观可逆到宏观不可逆的转化是相当复杂的,怎样把宏观不可逆现象与基本量子力学协调起来,是几代物理学家都在关心的且至今尚未彻底解决的根本性问题.

参 考 文 献

- [1] Wheeler J A, Zurek W H. (ed.) Quantum Measurement, Princeton Univ. Press, 1983; Omnes R, The Interpretation of Quantum Mechanics, New Jersey: Princeton University Press, 1994
- [2] Giulini D, Joos E *et al.* Decoherence and Appearance of a Classical World in Quantum Theory, Berlin: Springer, 1996
- [3] 何祚麻. 物理, 1993, 22: 419 [HE Zuo Xiu. Wuli(Physics), 1993, 22: 419(in Chinese)]
- [4] Bohm D, Phys. Rev., 1964, 85: 166; Rev. Mod. Phys., 1966, 38: 447
- [5] Bell J. Physics, 1964, 1: 195; Aspect A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1981, 47: 460; 1982, 49: 191; 1982, 49: 1804; Kasday L, Ulman J, Wu C S. Nuovo Cimento, 1975, 25B: 633
- [6] Zurek H W. Phys. Today, 1991, 44(10): 36; S. Haroche. Phys. Today, 1998, 51(7): 36
- [7] Durt S, Nonn T, Rampe G. Nature, 1998, 395: 33
- [8] Scully M O, Englert B G, Walther H. Nature, 1991, 351: 111; Badurek G, Rauch H, Tuppinger D. Phys. Rev. A, 1986, 34: 2600
- [9] Buks E, Schuster R *et al.* Nature, 1998, 391: 871
- [10] Hepp K. Helv. Phys. Acta, 1972, 45: 237
- [11] Bell J S. Helv. Phys. Acta, 1975, 48: 93
- [12] Cini M, Nuovo Cimento, 1983, 73B: 27
- [13] Namik M, Pascazio S. Phys. Rep., 1994, 237: 357; Nakazato N, Namik M, Pascazio S. Int. J. Mod. Phys. B, 1996, 10: 247
- [14] Sun C P. Phys. Rev. A, 1993, 48: 878; Chin. J. Phys. 1994, 32: 7; Liu X J, Sun C P, Phys. Lett. A, 1995, 198: 371; Sun C P *et al.* Quantum Semiclass. Opt., 1997, 9: 119
- [15] Sun C P. In: Quantum-Classical Correspondence, ed. by Feng H D, Hu B L, 99—106, International Press, 1997; In: Quantum Coherence and Decoherence, ed. by Fujikawa K and Ono Y A, 331—334, Amsterdam: Elsevier Science Press, 1996
- [16] Sun C P, Yi X X, Liu X J, Fortschr. Phys., 1995, 43: 585
- [17] Gerlach V W, Stern O. Z. Phys., 1921, 8: 110
- [18] Caldeira A O, Leggett A J. Ann. Phys. (N. Y.), 1983, 149: 374; Leggett A J, Chakravarty S *et al.* Rev. Mod. Phys., 1987, 59: 1

[19] Yu Y L, Sun C P. *Phys. Rev. A*, 1994, 49:592;
Sun C P, Yu L H, *Phys. Rev. A*, 1995, 51:1845;
Sun C P, Gao Y B, Dong H F *et al.* *Phys. Rev. E*, 1998,
57:3900

[20] Born M, Einstein A. Hedwig und Marx Born, Briefwechshel,
1916 Munchen: Nymphenburger Verlagshandlung, 1969

[21] Wigner E P. *Am. J. Phys.*, 1983, 31:6

[22] Joos E, Zeh D H. *Z. Phys. B.*, 1985, 59:223

[23] Arndt M, Nairz O *et al.* *Nature*, 1999, 401:680

[24] 郝柏林, 张淑誉. 漫谈物理学和计算机. 北京: 科学出版社,
1998 [HAO Ba Lin, ZHANG Shu Yu. *On Physics and Com-
puter.* Beijing: Science Press. 1988 (in Chinese)]

[25] Shor P. In: *Proceedings of the 35th Annual Symposium on
Foundations of Computer Science 1994*, Los Alamitos, CA:
IEEE Computer Society Press, 1994, 124-134

[26] Bennett C H. *Phys. Today*, 1995, 47(10):24

[27] Ekert A, Jozsa R. *Rev. Mod. Phys.*, 1996, 68:733

[28] Grover L K. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79:325; *Phys. Rev.
Lett.*, 1998, 80:4329

[29] Shih Y H, *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61:2921; see the
Review in *ISQM Tokyo 95 Quantum Coherence and Decoher-
ence*, ed. by Fujikawa K, Ono Y A. Elsevier Science Press,
1996

[30] Bouwmeester D *et al.* *Nature*, 1997, 390:575

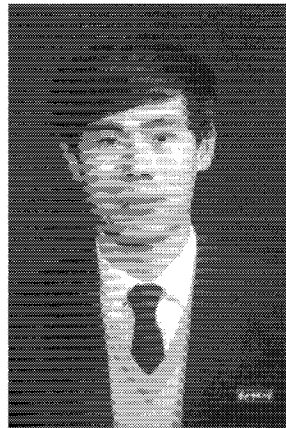
[31] Bennett C H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70:1895;
Bruanstein S L, Mann A. *Phys. Rev. A*, 1995, 51:R1727

[32] Doschi D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80:1121

[33] Bruanstein S L, Kimble H. *Nature*, 1998, 394:840;
Furusawa A *et al.* *Science*, 1980, 282:151

[34] Chuang I L, *et al.* *Nature*, 1998, 393:141

[35] Sun C P, Zhan H, Liu X F. *Phys. Rev. A*, 1998, 58:1810



作者简介

孙昌璞, 男, 1962 年出生, 中国科学院理论物理研究所研究员, 博士. 从事量子理论的整体性质、群表示理论物理应用、特殊系统量子电动力学、量子测量与量子耗散理论和量子信息等方面的研究.

2000 年第 9 期《物理》内容预告

研究快讯

分子玻色凝聚体初露曙光(韩殿君).

评述

软凝聚态物质物理学(马红孺等);

现代热力学基础简介(王季陶).

知识和进展

活性行走——图样形成、自组织、复杂系统(林磊);

闪电的人工触发和研究(王才伟等);

双光子技术的应用研究进展(汪国平);

高阻尼材料的阻尼机理及性能评估(方前锋等);

量子密码和它对我们的启示(邓祖淦编译).

物理学和高新技术

高压静电场促进植物生长技术的研究(邓鸿模等);

防静电阻燃聚丙烯材料制备方法的研究(马峰等).

实验技术

变温扫描力显微镜在材料微区物性研究中的应用(谢中等).

讲座

量子信息讲座续讲第一讲 量子计算中的因子分解(张镇九等).

物理学史和物理学家

亥姆霍兹对电动力学发展的重要影响(罗平).

物理教育

大学物理实验的改革和探讨(谢行恕等).