

经典与量子边界上的“薛定谔猫”

孙昌璞

中国科学院理论物理研究所 北京 100080

根据量子力学的观点，物质在微观尺度上表现出了完全不同于经典运动的量子行为，与经典物理的图象和人们的日常经验有很大区别。量子世界的典型特征是它的波粒二象性：一方面，物质运动象光波、水波一样，具有干涉和衍射的波动行为，形成德布罗意波；另一方面，它又可以用粒子的特征（位置和动量），在一定的精度内加以描述。可以说，量子世界众多的奇异现象和关于量子力学基本问题旷日持久的争论均缘于波粒二象性或量子相干性[1]。

既然宏观物体是由大量满足薛定谔方程的微观粒子组成，那么，在经典世界中，它们为什么不具备波粒二象性特征呢？也就是说，为什么宏观物体通常不存在有效的相干叠加态？微观粒子的薛定谔方程是时间反演对称或可逆的，但由它们组成的宏观物体的经典过程通常为什么是不可逆的（如人的生老病死，星系宇宙的时间演化）？正是基于这点，量子力学创始人之一，薛定谔对量子力学的哥本哈根诠释提出了今称为“薛定谔猫悖论”的责难[2]。50年代，玻恩和爱因斯坦在通信中也深入地讨论了量子力学能否正确描述宏观物体的自由运动的问题[3]。80年代以后，一些理论物理学家如深入研究了这些问题，进一步逼近了“经典与量子世界的边界”[4]。最近，人们已经开始通过实验（如巴黎高师的腔 QED 实验[5]，美国国家标准局的冷却离子实验[6]和维也纳大学的 C₆₀ 实验[7]），全面地检验这方面的各种观点与结论。特别是最近 Stony Brook 完成了超导约瑟芬森结 SQUID 制备薛定谔猫态的实验 [8]，Delft 科技大学完成了正反方向恒定电流宏观相干叠加实验 [9]，表明人们有可能实现宏观尺度上的量子态叠加，对量子信息的应用有着极其深远的意义。

一、“薛定谔猫悖论”的缘起

与爱因斯坦一样，作为量子力学创始人之一，薛定谔对量子力学的“哥本哈根解释”经常提出质疑。1935年，薛定谔对量子力学哥本

哈根学派的提出了又一次挑战。他设想一种理想实验：

“一只猫关在一个钢盒内，盒中有下述极残忍的装置(必须保证此装置不受猫的直接干扰)：在盖革计数器中有一小块辐射物质，它非常小，或许在1小时内只有一个原子衰变。在相同的几率下或许没有一个原子衰变。如果发生衰变，计数管便放电，并通过继电器释放一锤，击碎一个小的氢氰酸瓶。如果人们使这整个系统自己存在1个小时，那么人们会说，如果在期间没有原子衰变，这猫就是活的。而第一次原子衰变必定会毒杀了猫”。

根据量子力学，盒内整个系统处于两种态的叠加

$$|u\rangle = |e\rangle \otimes |\text{死猫}\rangle + |g\rangle \otimes |\text{活猫}\rangle \quad (1)$$

之中，其中第一分量意味着死猫与原子嬗变态 $|e\rangle$ 的关联；第二分量意味着活猫与原子稳态 $|g\rangle$ 的关联（如图1）。这样的关联状态就是所谓的量子纠缠态。

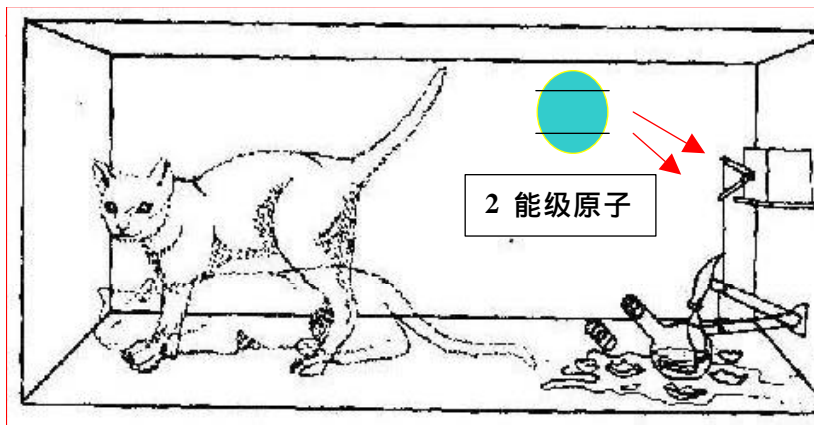


图1：作为量子纠缠态的“薛定谔猫”（取自 Phys.Today, 23, 9 并修改）

薛定谔认为，如果“哥本哈根解释”关于量子力学测量的讨论是正确的，则对由满足量子力学的微观粒子组成的宏观物体也应有效的。由此推论，如果一只“宏观的猫”处在死态和活态的相干叠加上，猫的死活不再是一种独立于观察者主体的客观存在，而是依赖于观察者测量。显然，这是有背常理的：直到某人窥视盒内看个究竟以前，不幸的猫继续处于一种悬而未决的死活状态之中。理论上讲，猫自己还是知自己道是活还是死的。但根据量子测量假说，处在这种怪态上，猫的生生死死是打开盒子前的“客观存在”，而决定于打开盒子后的“观察”。看上去这个推论是不合理的，因而称之为“薛定谔猫佯谬”。如果盒子还有一个人，

猫的生死他是知道的，他是否会得到与盒外观察者一样的结果呢？

与薛定谔猫佯谬相联系，关于宏观物体量子相干性的另外一个重要讨论，是宏观物体空间局域化问题。它起源于 1950 年前后爱因斯坦和玻恩的通信 [3]。一个质量为 M 的宏观物体的质心运动，由自由哈密顿量 $H = \frac{P^2}{2M}$ 描述，其能量本征态是一个平面波。他们认为，这是一个没有空间局域化特征的扩展态，与宏观物体定域在空间特定区域的实际观察相矛盾。因此，宏观物体波函数应是一个时间相关的波包，而不是一个平面波。然而，由于波包是诸多平面波 $\exp(-ikx)$ 的相干叠加，时间演化使得它们伴随着具有色散 $\exp(-itk^2/2M)$ 的因子，从而波包会扩散：初始波包宽度为 a 的波包在 t 时刻的宽度为 $a(t) = a\sqrt{1+t^2/4M^2a^2}$ 。因此长时间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。设是 S_1 和 S_2 薛定谔方程的两个解，则 S_1+S_2 也是薛定谔方程式的一个解。虽然 S_1 和 S_2 相对宏观坐标都很窄，但它们的叠加却不一定很窄。因此，玻恩对这个问题的解释并不成立。

现在除非存在某种机制，破坏猫的内部状态或死猫和活猫（波包内部或波包之间）的相干叠加，“薛定谔猫佯谬”和宏观物体空间局域化问题在逻辑和常识上才能得到自恰的解决。

二、从量子退相干的观点看“薛定谔猫佯谬”

目前，可以用量子纠缠诱导量子退相干的观点，对薛定谔猫佯谬和宏观物体的空间定域化问题给出可能的物理解答。定性地说，一方面，组成宏观物体的内部微观粒子的个体无规运动，以及宏观物体所处的环境的随机运动，会与宏观物体的集体自由度耦纠缠起来，产生对集体自由度的广义量子测量。随着环境的自由度或组成宏观物体的粒子数增多，与之相互作用的量子系统会出现量子退相干，使得量子相干叠加名存实亡。由此看来，“薛定谔猫佯谬”和宏观物体的空间定域化问题有可能起因于对问题的不恰当地表述。最近， C_{60} 分子干涉实验的进一步发展有可能对这些基本问题的理解给出进一步的实验检验 [7]。

为了很好地理解以上的解答,我们必须详细了解量子测量和退相干的物理含义和数学描述。由于描述波函数的基本方程—薛定谔方程是线性的,如果 Φ_1 和 Φ_2 是物理体系的两个可能状态,它们的相干叠加 $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ 也代表物理体系一个可能状态。依据波函数的玻恩解释,其空间表示的模平方 $|\Phi|^2 = |\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + \Phi_1\Phi_2^* + \Phi_1^*\Phi_2$ 代表了在某空间点发现粒子的几率密度。对一个量子相干叠加—纯态而言,其模平方中包含了不同分量的交叉项 $\Phi_1\Phi_2^* + \Phi_1^*\Phi_2$,它们代表了量子干涉,意味着态的量子相干性。量子测量引起的波包塌缩会使得这个干涉项消失—量子退相干,从而使得整个波函数的模平方只是各个分量模平方的代数和。这一点反映了测量后的经典几率特征:通过双缝的粒子几率分布,只是分别通过每个缝粒子几率分布的和,从而不具备相干特点。

一般说来,量子力学测量所描述微观世界是十分奇妙的,从微观世界提取经典观察者可以感知的信息,看上去更是令人捉摸不定。考虑力学量 A 的本征态 $|n\rangle$ 的量子相干叠加 $|\mathbf{f}\rangle = C_1|1\rangle + C_2|2\rangle + \dots + C_n|n\rangle$ 。它刻画了对力学量 A 测量的不确定性。但是,在一次测量中,一旦得到 A 的一个本征值 a_n ,则系统便塌缩到确定的本征态 $|n\rangle$ 上。换成密度矩阵语言,量子退相干可以描述为密度矩阵 $\mathbf{r} = |\mathbf{f}\rangle\langle\mathbf{f}|$ 非对角元的消逝,或矩阵秩的改变(从1变为大于1)。

为什么量子测量会引起量子退相干呢?玻尔认为,其根源在于所谓的量子力学互补性(并协)原理[3]:物质存在着波粒二象性,但在同一个实验中波动性和粒子性是互相排斥的。这可以很好地解释为什么在双缝干涉实验中探知粒子通过哪一条缝,干涉条纹会部分和完全消失(图2):知道粒子走哪一条缝,等于强调粒子性(只有“粒子”

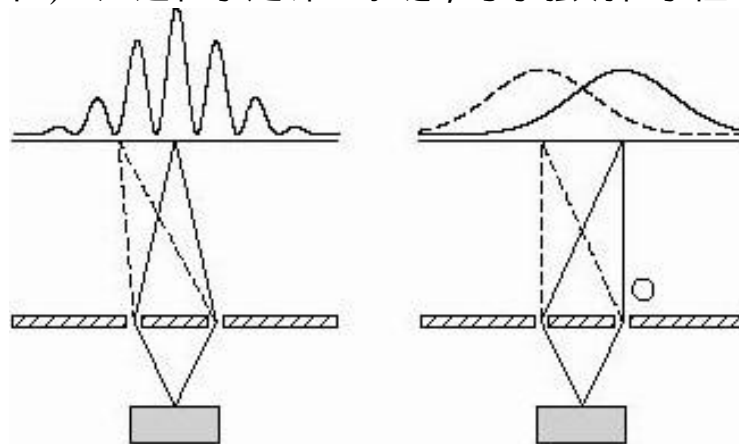


图2:双缝干涉实验中的量子退相干(取自文献[11])

才具有确定位置，而波则弥散于整个空间)。而量子力学的创立者海森堡提出了玻尔本人不甚认同的直观解释：知道粒子过哪一条缝 (“ which-way”), 等于说要准确地测量粒子位置, 从而不可控制地干扰了粒子的动量, 从而抹平了最后形成的干涉条纹。对于这些观点差别, 过去只能局限于哲学思辨式的论证, 但目前已经能够通过冷原子的干涉实验加以检验。 Rempe 小组实验表明[12], 动量和座标的测不准关系不是导致干涉条纹消逝的唯一原因, 更本质原因是量子测量形成了原子束空间状态和内部状态的纠缠态, 干涉条纹消失是内部态作为 “ 仪器 ” 与空间态相互作用的结果。

因子化与量子退相干

事实上, 从冯·诺意曼开始, 人们努力把测量仪器也作为一个量子系统来描述, 并让它与被测系统相互作用, 产生一个更大的闭系统的纠缠态。的确, 适当的相互作用选择的确可以使仪器和系统形成的 “ 宇宙 ” 从一个因子化纯态 $|T(0)\rangle = \sum C_n |n\rangle \otimes |d\rangle$ ($|d\rangle$ 为仪器的初态) 演化成纠缠态

$$|T(t)\rangle = \sum C_n |n\rangle \otimes |d_n\rangle \quad (2)$$

描述, 其中 $|d_n\rangle$ 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 $|d_n\rangle$ 于 $|d_n\rangle$ 上, 整个波函数便塌缩到 $|n\rangle \otimes |d_n\rangle$ 上, 从而断定系统的状态是。从物理本质上讲, 这种量子关联不是什么全新的东西, 显示自旋存在的 Stern-Gerlach(SG) 实验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。在纠缠态 $|T(t)\rangle$ 上, 如果只考虑系统, 我们就要把对应着相同系统态的各种不同的大系统态平均掉, 得到系统约化密度矩阵 $R = \sum \langle d_k | T(t) \rangle \langle T(t) | d_k \rangle$, 其非对角元会伴随着一个退相干因子 $F_{mn} = \langle d_m | d_n \rangle$ 。根据我们因子化理论[13], 这个因子在宏观极限下所以变为零。其原因是对于一个宏观仪器, 必然是由多粒子组成的, 其初态也必是一个多粒子因子化态 $|d\rangle = |d(1)\rangle \otimes |d(2)\rangle \otimes \dots \otimes |d(n)\rangle$ 。从而, 退相干因子 F_{mn} 是许多模小于一的因子的乘积

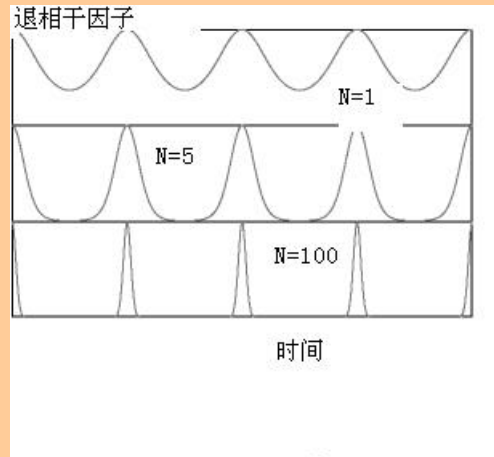
$$F_{mn} = F_{mn}(1) F_{mn}(2) \dots F_{mn}(N) \quad (3)$$

显然, 在宏观极限 N 时, 极有可能 $F \rightarrow 0$ 。这使得 $|T(t)\rangle$ 描述的量子几率变为

$$R = \sum |C_n|^2 |n\rangle \langle n| \quad (4)$$

量子跳跃

对于有限的 N , 退相干因子有时是一个振荡跳跃的函数, 但对于很大的 N , 除了个别的时间点 (在这些点上, 相干性恢复, 被称为量子跳跃), 退相干因子为零, 相干性完全退化。下图代表了不同 N 时的退相干因子随时间的演化



现在可以设想, 环境的作用和宏观物体的内部的影响, 相当与对集体自由度进行有效的量子测量, 形成环境的或宏观物体的内部与系统间的纠缠态。从这一角度, Wigner 及 Joos 和 Zeh [4] 讨论了解决薛定谔猫悖论和宏观物体的空间定域化问题的可能性: 环境粒子与宏观物体散射会形成宏观物体和散射粒子(真空光子, 空气的原子分子)之间的量子纠缠态, 从而环境粒子能够记录宏观物体的“which-way”信息。特别是, 依据 Omnes “内部环境”的观念[14], 我们因子化理论[14]的分析不限于环境诱导量子退相干, 可以包括组成宏观物体的微观粒子的个体无规运动引起量子退相干的分析。这就强调了, 即使把宏观物体与其环境完全隔离开, 量子退相干也会发生。

谈到的宏观物体-“猫”的“死”和“活”是代表猫两种集体状态(或两个宏观可区别的波包), 如质心自由度所处的状态。由于宏观物体由大量微观粒子组成, 其组成的部分的运动不是严格地协调一致。在这种情况下, 必须考虑众多内部自由度对集体态的影响。这种影响与集体状态形成理想的量子纠缠, “平均掉”内部自由度的影响, 宏观物体的相干叠加性就会被破坏了: 死猫与原子嬗变态 $|e\rangle$ 的关联和活猫与原子稳态 $|g\rangle$ 的关联是经典的。正如天气预报一样, 预报明天降雨概率为百分之三十, 意味着明天有百分之三十的可能下雨, 有百分之七十的可能不下雨。这是一个客观的概率性事件, 并不依赖人们去观察什么。这与量子纠缠态 (1) 描述的概率性事件有本质的不同,

因为后者依赖于人们去观察什么。(可以观测 $|e\rangle$ 或 $|g\rangle$,也可以观测 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 的相干叠加,二者会给出不同的关联).因此,虽然形式地写出了死态与活态的相干叠

内部自由度影响集体状态形成理想的量子纠缠

$$|u\rangle = |e\rangle \otimes |\text{死猫}\rangle \otimes \prod |d_j\rangle + |g\rangle \otimes |\text{活猫}\rangle \otimes \prod |L_j\rangle \quad (5)$$

其中 $|d_j\rangle$ 和 $|L_j\rangle$ 代表对应于“死”和“活”的内态; $|u\rangle$

对应的约化密度矩阵

$$\mathbf{r} = |e\rangle\langle e| \otimes |\text{死猫}\rangle\langle \text{死猫}| + |g\rangle\langle g| \otimes |\text{活猫}\rangle\langle \text{活猫}| \quad (6)$$

加,但在严格的意义下,只要谈到通常的“宏观物体”,其相干性是不存在的。

对于薛定谔猫佯谬问题的这种分析,人们可能会提出以下质疑:为什么不同的集体态“死”和“活”会与不同的内部状态相关联?如果“死”和“活”只与相同的内部状态相关联,就没有有效的量子测量,不存在量子退相干。因此,可能存在宏观物体状态的相干叠加。然而,一般讲来,对于日常的实际物理问题,这是不可能的。由于薛定谔猫是一个宏观物体,它具有非常大的状态空间和特别密集的能谱。例如,我们假设“猫”是由 N 个二能级原子组成;每个粒子的基态能量为 0 ,而激发态的能量为 E ,则猫的总能量必处于 0 和 NE 之间,而可能存在的不同状态总数为 2^N ,则平均能量间隔为 $\frac{NE}{2^N}$ 。因此,当 N 很大时,能量间隔趋近于零。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。就是说,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。上述不稳定性会导致与“死”和“活”关联的内部状态不一样。事实上,由于内态包含了很多分量,只要其中一个正交,便出现了量子退相干。

上述量子测量理论不涉及被测系统或集体自由度的能量损失,一般的相互作用通常不保持能量守恒。然而,过去的也表明,存在能量损失时,量子耗散也会阻止波包扩散,诱导波包定域化现象 [15]。下图 3 (左)描述的坐标表象密度矩阵非对角元随时间的消失,它代表了一般情况下环境或内部的作用导致两个相干叠加的波包退相干的时间演化过程。我们先假设系统的初态是两个高斯型波包的相干叠

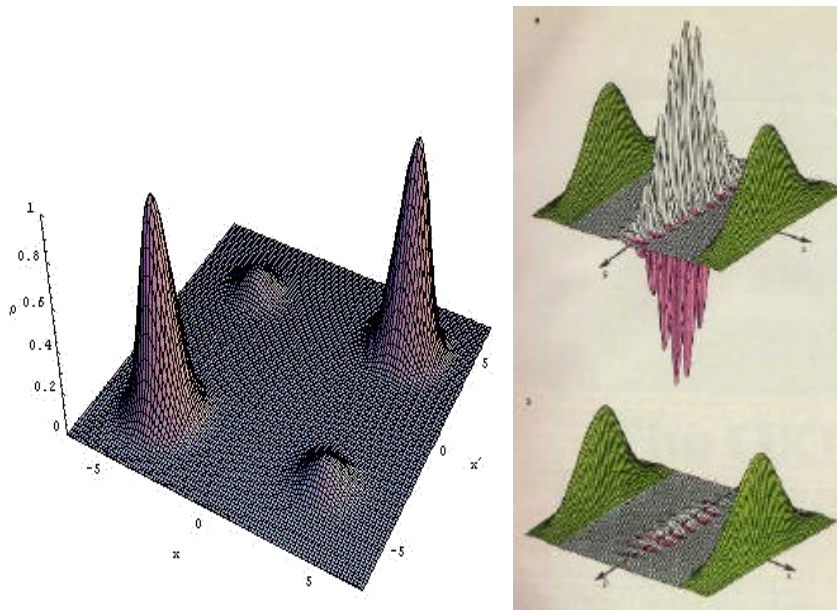


图 3: 坐标(左)空间和相空间(右)中退相干过程
(分别取自文献[11]和[1])

加。这些波峰随时间的演化，其中两个波峰变矮的过程形象地反映了环境诱导量子耗散压低了系统相干性的动力学过程。图 3 (右)是相空间中退相干过程的 Wigner 函数[1]。

三、实验中的“薛定谔猫”

需要指出的是，以上的讨论只是表明在通常的情况下，由于各种量子退相干的原因，象“猫”这样的宏观物体不会稳定地处于一个相干叠加态上。但是，在极特殊的情况下宏观量子态还是可能存在的。这种情况有二：

1. 如果组成宏观物体的内部分量能“协调一致”，存在某种相位匹配，则有可能形成宏观量子态。这方面一个典型的例子是超导和玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC)。对稀薄玻色型原子气体来说，如果随着温度降低，其热运动的物质波波长变得越来越长，这意味着热运动的物质波波包宽度越来越大，当它们相干地重叠起来，保持位相一致，形成一个宏观整体，使达到了一个宏观量子态 BEC[16]。对于电子体系，通过配对关联，也会发生类似的现象，这就是所谓的超导状态。最近，在 Stony Brook 完成的 Josphon 结(SQUID)制备薛定谔猫态实验[8]和 Delft 科技大学完成的正反持恒电流宏观相干叠加实验[9]都表明了一个事实：只有在某些极端条件下（如大量电子对形成的超导态），多粒子系统中的每一个部分才能协调一致地处在单一的量子态，这种

相干性在通常状态下是很脆弱的，很难持久地保持，这也是日常我们看不到死猫与活猫相干叠加的原。

2. 如果组成宏观物体的内部分量相对固定，宏观物体的内部自由度不被与集体自由度的耦合所激发。Zeilinger 研究小组 C_{60} 分子的量子干涉实验便属于这种情况。事实上，人们想寻找量子 and 经典世界的边界，希望看到较大物体的量子相干现象。同时也希望看到，随着物体的“宏观程度”变大，相干性会逐渐消失。为此，维也纳大学 Zeilinger 研究小组利用热的 C_{60} 分子进行了量子干涉的实验[7]。虽然尺度离宏观物体还很远，但这是一个具有丰富的内部自由度的较大粒子的干涉。

需要指出的是，在这个实验中，人们尚未观察到量子退相干现象。其原因是， C_{60} 分子内部的运动（如振动、转动激发）还没有对 C_{60} 质心运动产生有效的影响，形成纠缠态。从实验角度看， C_{60} 内部激发只能辐射波长大于光栅间距的红外光子，光栅不能很好地记录 C_{60} 分子经过哪一个缝的“Which-way”信息。为了通过这个实验进一步观察量子退相干的发生，一个可能性是增大缝间距以记录 C_{60} 辐射的红外光子。但这显然是不行的，因为要产生干涉条 C_{60} 纹，就必须使缝的间距能够和物质波波长相比。而 C_{60} 的物质波波长远远小于起空间尺度，从而缝的大小远远小于 C_{60} 的空间尺度。因此，为了观察量子退相干的过程，只能通过进一步激发 C_{60} 产生波长较短的辐射光。这意味着产生了质心自由度和内部自由度的有效耦合。

还需要指出的是， C_{60} 是一个有限系统，通常会出现量子跳跃情况。一般说来，如果把量子测量当成一个相互作用产生量子纠缠的动力学过程，对实际中有限的粒子数 N ，量子退相干不再是一个瞬间；而是一个渐进演化的过程。法国 Haroch 小组腔 QED 实验[5] 恰好表明了这一点。他们通过测量的方法，量子微腔预先制备在相干态上；而经典微波场产生 Rabi 转动，把原子制备在一个叠加态 $|S(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |g\rangle)$ 。如果微腔的本征频率对于原子跃迁频率来说是大失谐的（与腔场—原子耦合强度相比是很大的），在原子穿过腔场的过程中，原子不发生内态的跃迁，但腔场会经受不同的演化，变成“猫态” $|D\rangle$ 和 $|L\rangle$ ，最后形成纠缠态

$$|S(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle|D\rangle + |g\rangle|L\rangle)$$

实验最后用场电离探测器来观察原子处在激发态和基态的数目，由此

可以很准确测得原子在基态上的率 P_g ，它是经典微波场扫描频率的函数，即测得系统的 Ramsey 干涉条纹。对完全相干的情况，微腔最初被制备在真空态上，从而 $|D\rangle = |L\rangle$ ，Haroche 小组得到一个理想的 Ramsey 干涉条纹。如果量子微腔预先制备在较大的相干态上(有大量光子)，具有较大差别的“猫态” $|D\rangle$ 和 $|L\rangle$ 产生，Ramsey 干涉条纹必为腔场的量子纠缠所破坏。对于不同的退相干因子当微腔中累计的光子数越来越多，腔场变得越来越宏观，则作为重叠积分的退相干因子 $\langle D|L\rangle$ 会变得越来越接近于零。当原子完全退相干，Ramsey 干涉条纹完全消失。

上述实验测量仪器只是具有一个分量(模式)的腔,与因子化理论中的多个分量乘积结构是有差别的。为了考察组成仪器多个分量(或粒子)的影响, Rempe 小组在 1997 年提出了如图 4(上)所示的多腔耦合方案[5]。如图 4(左下)描述了两原子关联信号代表的一种具有“量子跳跃”的可逆量子退相干过程。如果考虑无穷多个腔的耦合,关联信号将不再振荡,而是变成一个衰变函数如图 4(右下),从而出现理想的量子退相干。这个实验由于技术原因尚未最后完成。

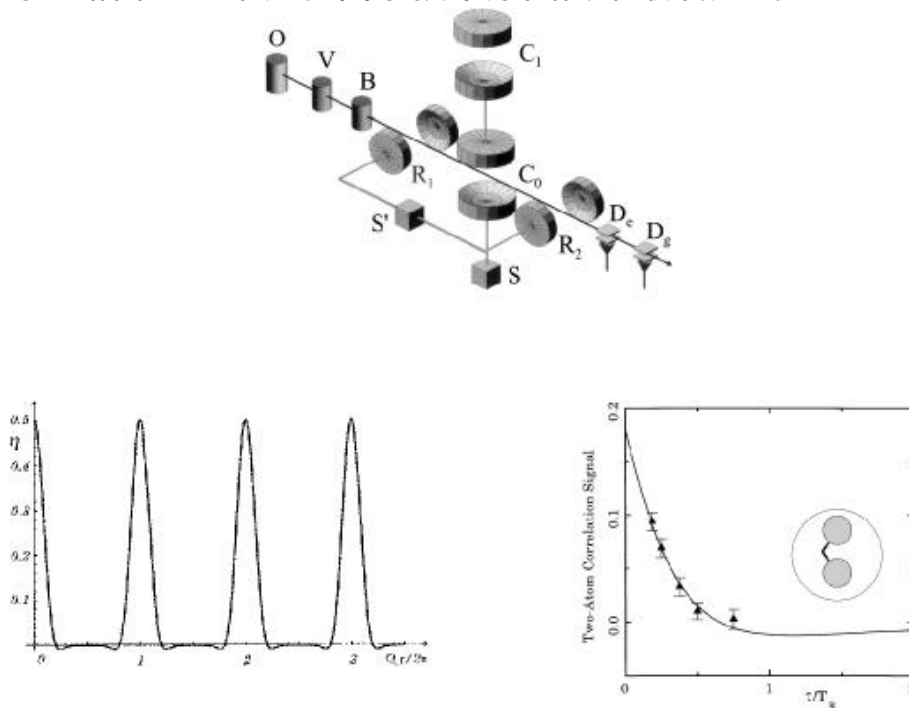


图 4：腔耦合的量子退相干：左下是 $n=5$ 两腔耦合情况的两原子关联信号；右下是多腔耦合情况的两原子关联信号(取自于文献[23])

四、“猫态”与量子信息

以上关于薛定谔猫佯谬问题的讨论，只是量子物理中诸多基本问题的一个。最近，基于这些量子力学基本问题的研究，人们发现基本的量子力学观念也可能具有直接的应用价值。这就是目前关于量子信息的研究：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，从而加速信息科学的发展。薛定谔猫佯谬问题的研究对量子信息的发展会具有深刻的启迪。

根据计算机发展的 Moore 定律，它的中心处理器的运行速度每 18 个月就会提高一倍，相应地，芯片上晶体管集成的数目随时间呈 e 指数增长。这意味着存储单元会变得越来来越小(甚至变成单个原子)，使得量子效应越来越明显地凸现出来。因此，在微观世界中，基本量子特性—量子相干性会在信息的存储、传递和处理过程中起着核心的作用[20]。基于量子相干性，1994 年，P. Shor 提出了大数因子化的量子算法。这个工作表明，利用这种量子相干性，人们才能在原理上对一个大数进行有效的素数分解，使得以大数因子化为基础公开密钥保密体系（RAS）遭到了原理上的威胁。基于二粒子量子态的相干叠加-纠缠态，Bennet 等提出了量子远程传态（Teleportation）的理论方案，这是量子通讯的物理学基础。最近，奥地利 Innsbruck 大学等完成了量子远程传态的实验演示，显示了基于量子相干性传递更多信息的现实可能性。利用量子态的基本特性，还可以建立更加安全的密码体系。现代密码体系主要取决于密钥传递的安全性，而用量子态来传递密钥是相当安全的。其原因在于任何窃听相当于对量子态进行准确测量和精确复制，前者会引起量子态的波包塌缩，有效地破坏原来的量子状态，而后者是被量子相干性原理的直接推论—“量子不可克隆（精确复制）原理”所禁止。可以说，是量子相干性导致了量子信息的强大威力，使它具有经典计算和通讯无法比拟和胜任的信息处理能力。

然而，虽然量子信息的研究已经取得日新月异、令人叹为观止的进步，但最终要实现有一定实用价值的量子计算、量子通讯和量子密码，还存在着相当大的困难。在量子计算方面，这些困难会表现的更为明显。导致这些困难根本原因与量子相干性有直接相关。（一）对于微观的量子态，环境的影响是不可忽略的。例如，对于二能原子系统构成量子比特，真空背景的电磁场是无处不在的；（二）量子信息的提取过程本质上是量子测量。量子信息之所以成为信息，必须在它与经典世界衔接起来、被经典世界所感知，

才有意义，而量子测量会对量子态产生致命的、不可逆的影响——波包塌缩，破坏量子相干性。总之，量子相干性是人们可资深入挖掘的高新技术源泉，但物理本质上它又是脆弱的、具有易破坏性。这就使得人们在看到量子信息最终实现曙光的同时，又因其本身固有的特性，面临着某些原理上的困难。

考虑到诸如薛定谔猫这样宏观量子态，它既具有量子相干的基本特性，又具有宏观物体的“经典”特征，不易被外界的观察和测量所破坏。例如，在超导约瑟芬结上的宏观电荷和介观、超导环上正反方向持恒电流的叠加，它们都可以用通常的方式加以测量，而不产生象波色塌缩这样的不可逆影响。因此，如果我们能够用薛定谔猫态进行量子信息处理，在信息传送和存贮的过程中，利用其相干性的一面；在信息的读出过程中，利用其“经典”的稳定性，从而可以避免信息读出导致的退相干。从这个意义上讲，制备稳定的薛定谔猫态或相应的量子纠缠态，可能会成为量子信息研究重要方向。目前，有一批实验正在向这方面逼近[8,9]。

五、“猫态”、量子宇宙及其它

诸如薛定谔猫这样的宏观物体，通过退相干机制，可以损失其整体的相干性，变成一个没有相干性的经典系统，描述其运动的量子力学，也会转化为描述这个经典系统的经典力学。从这个意义上讲，量子力学可以把经典力学作为一种极限包含进来。从这一点也可以看出，量子力学建立并不是推翻了经典物理，而是从全新的角度，更深的层次，把经典力学描述成一种特殊的极限，对此，著名物理学家盖尔曼指出，“当新的范式（如库恩所称的 paradigm）被采纳后，旧的范式并不会被抛掉，在适当的极限情形下仍然具有有效近似性。但是，经典物理学只是一种近似，而量子力学现在看起来才是精确正确的”[17]。

基于这个考虑，现在可以问两个问题。1. 退相干和量子耗散导致量子系统趋向经典论证，依赖于系统与外部系统的相互作用。对于整个宇宙而言，通常不存在外部的观察者（仪器）和环境，为什么我们观察着的宇宙是经典的？2. 既然经典力学是量子力学的极限，量子力学本身会不会是某种更精确理论的极限？

本文关于薛定谔猫的讨论，已经部分地回答了第一个问题。其关键点在于描述宇宙时，不能只关注宇宙的“集体自由度”，而忽略了它内部的信息。这些相当于内部自由度的细节，虽然不改变宇宙“集体运动的状态，但会与之纠缠起来，使之发生退相干。Griffiths, Omnes, Hartale 和盖尔曼等人曾深入地研究过这种“没有观察者”的量子宇宙退相干问题。他们借用了“退相干历史”的 (Decoherence Histories) 概念[17,18]。其大意是，整个宇宙是处于一个量子纯态上，它描述了宇宙各个部分之间的彼此关联，代表了完全精粒化的历史 (Completely fine-grained histories)。然而，人们所关心和能够“看到”的是一种粗粒化的历史 (very coarse-grained history)，它可以视为各种精粒化历史的等价类，对于这些等价类而言，量子退相干就发生了。

以上关于经典力学是量子力学在某种“等价类”上有效理论的想法是相当直观，但又十分深刻。缘此，我们可以重写第二个问题的提法：量子态是否是一种更深物质层次上状态的等价类，而量子力学恰如是某种更深层次理论在这些等价类上有效理论？最近，著名物理学家特胡夫特 (t'Hooft) 从量子引力出发提出了这样一种理论，其正确与否有待于未来工作的考验 [19]。一个理论的正确与否必须能够通过实验加以检验。目前，特·胡夫特理论预言了量子信息的极限。就量子计算而言，它限定了可进行有效因子化的最大数是 10^{4000} 。由于量子计算机尚未实际建造起来，在相当长的时间，人们不可能对此进行检验。应当指出，特·胡夫特理论还是相当初步的，但它提出了建立二十一世纪新理论的一种启示：量子力学与引力的结合，可能是解决二十世纪物理学悬而未决的问题的开端。

六、结束语

从本文的讨论可以看出，“薛定谔猫”是被作为质疑量子力学的极端例子提出来的，但围绕着它一系列量子力学基本问题的研究，其寓意是十分深刻的。一方面，薛定谔猫为我们提供了从量子力学过渡到经典力学的范例，使人们充分领略到退相干过程的基本物理含义，并寻求比量子力学更基本的底层理论；另一方面，由于人们能够在特殊的条件下，制备出各种各样薛定谔猫态，使得量子力学适用的领域，从微观直接延伸到宏观，其进一步应用有可能发现新的、更宜于实际实现的量子信息载体。的确，站在量子与经典边界上的“薛定谔猫”的告诉了我们许多自然界的秘密，虽然到目前为止，我们尚不能确切地知道这个边界究竟在哪里。寻求量子与经典边界的研究，或许会导致二十一世纪物理学的重大进展。

参考文献

- [1] Wheeler J A, Zurek W H. Quantum Theory and Measurement, Princeton Univ.Press,1983[27] Zurek H W, Phys.Today, 1991
- [2]Schrodinger,E., Proc. Cambridge. Phil. Sol. 1935:555-763
- [3] Born M, Albert, Einstein, Hedwig und Marx Born, Briefwechshel, pp1916-1955 , Munchen: Nymphenburger Verlagshandlung,1959
- [4] Wigner, E.P.,Am.J.Phys., 1963,31,:6-15 ; Joos E. , Zeh H.D., Z. Phys. B. 1985,59:223-243.
- [5] Brune M., Hagley E. et al.,Phys.Rev. Lett, 1996:77,4887; Phys.Rev. Lett, 1997,79:1964
- [6] Monroe,C., Meekhof,D.et al.,Science,1996,272:1131.
- [7] Arndt, M, et al. Nature, 1999, 14:401.
- [8] Friedman J., Patel V., et al.,nature, 2000,406:23
- [9] van der Wal C, ter Haar A. et al.,SCIENCE 2000,290 : 773
- [10] Durt S. et al, Nature 1998, 33 :395.
- [11] 孙昌璞,《物理》, 2000年, 第八期 19;《现代物理知识》, 1999-6;《量子力学新进展, 第一集》(曾谨言, 裴寿庸编) 北京大学出版社, 2000年8月
- [12] Durt S. et al, Nature 1998, 33 :395 .
- [13] Sun C.P et.al., Fortschr. Phys. 1995,43,585; Phys. Rev. A , 1993,48, 878 ;Chin. J. Phys. 1994,32, 7 ; Quantum Semiclass. Opt. 1997,9, 119 ; Sun C.P.,in Quantum-Classical Correspondence, ed. By Feng D.H.,Hu B.L.,pp99-106 New York International Press, 1997;, in Quantum Coherence and Decoherence, ed.by Fujikawa K. Ono Y.A., pp.331-334, AMsterdam: Elsevier SciencePress, 1996; Liu X.J. Sun C.P., Phys. Lett. A 1995,198,:371.
- [14] Omnes R, The Interpretation of Quantum Mechanics, New Jersey:Princeton University Press, 1994
- [15] Sun C.P, Yu L H, Phys.Rev.A, 1995,51:1845-1852. Sun C P, etal. , Phys.Rev.E,199857:3900-3994
- [16] 孙昌璞,原子系统的宏观量子态,《科学》,1999-6;《科学发展报告,1997》58-59, 科学出版社, 1998;原子的玻色-爱因斯坦凝聚, 中国科学报, 1998.3.11
- [17]Gell-Mann M.,The Quark and the Jaguar, New York: W.H.Freeman & Company ,1994
- [18] Gell-Mann M., Hartle J.B., Phys.Rev. D, 1993,47,:3345
- [19] ' t Hooft G, Class.Quant.Grav. 1999,16 :3263-3279
- [20] Bouwmeester D., Ekert A., Zeilinger A., (Eds.),The Physics of Quantum Information, ,Berlin: Springer-Verlag,2000