arXiv:2603.01811v1 [quant-ph] 2 Mar 2026

《自然》排斥宏观叠加态

FilippusS. Roux*University of KwaZulu-Natal, Private Bag X54001, Durban 4000, South Africa

质量分布的叠加态可能会导致其与时空几何发生纠缠。本文表明，宏观质量分布在形成这类叠加态时存在一种自然的阻碍。我们将宏观叠加态建模为薛定谔猫态。这种阻碍表现为薛定谔猫态的总能量随叠加态各分量之间分离距离变化时出现的凹陷。能量中的凹陷会产生一种反作用力，阻止叠加态的形成。本文还讨论了这一现象的一种推广，该推广旨在解决测量问题。

在同时涉及引力和量子物理学的物理情景中，我们面临这样一个问题：如图 1 所示，有质量物体的叠加态会如何影响时空几何？如果这些分量足够重、彼此相距足够远，以至于通过引力对时空几何产生不同影响，这种叠加态是否会使其分量与时空几何发生纠缠？我们从未见过这种情况。为什么？回答这些问题或许能为从根本上理解引力与量子物理学如何共存作出重要贡献。

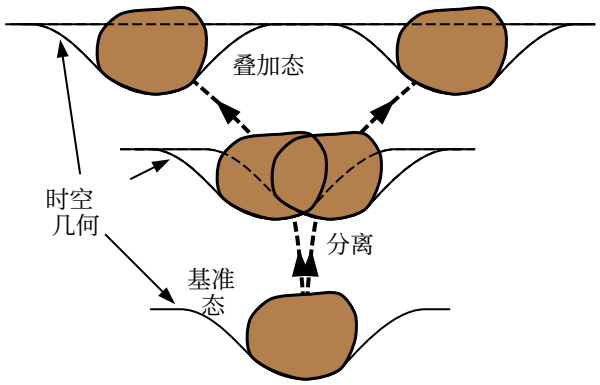

图 1. 质量分布的基准态通过分离，演化为位于两个不同位置的质量分布叠加态。

另一个与前述问题有些关联的问题，就是所谓的测量问题 [1]。根据我们目前的理解，具有两种可能测量结果的测量装置会演化为与这两种结果相对应的两个状态的叠加态 [2]。这样的叠加态如何产生我们所预期的单一测量结果？

为了回答这些问题，一些人提出了引入物理学新原理的方案，以阻止此类叠加态。例如，有人提出可能存在一种不稳定机制 [3–7] ，其中图1所示叠加态的某些项会在由普朗克常数所给出的作用量决定的时间尺度上衰变。这一想法的提出，部分是为了解决测量问题。

在此，我们首先关注质量分布叠加可能与时空几何发生纠缠的问题。我们还考虑一种可能的机制，它能够阻止此类叠加态与时空几何发生纠缠；但我们考虑的不是不稳定机制（它只会在叠加态已经产生之后才起作用），而是一种从一开始就阻止叠加态形成的变分原理。这样的变分原理可以限制量子态中叠加态的展宽。“展宽”一词表示此类质量分布叠加中不同项之间分离程度的度量。在可能与时空几何发生纠缠的语境中，展宽表示质量分布叠加中各项所处物理时空位置之间的距离。

变分原理由一个量（可观测量）来实现，该量会在与给定物体相关的量子态的参数空间中形成起伏的景观。其思路是，这种量所形成景观中的极小值能够引入一种机制，限制叠加态的扩展。

如何将这样的变分原理纳入现有理论？人们或许会认为，如果理论中尚未包含与该变分原理相关的量，就必须将其作为附加项纳入理论。因此，如果要实现变分原理就需要引入一个新项，那么它可能会导致理论的预测发生改动，并与先前的观测相矛盾。如果这样的变分原理确实存在，那么我们迄今尚未看到这类偏差，必定有其原因。如果与该变分原理相关的量已经存在于理论中，就不会出现这个问题。事实证明，所需的变分机制确实体现于叠加态的总能量中，因此无需修改任何理论现有的动力学。计算量子态的能量并不复杂。我们在计算中唯一需要引入的复杂之处，是采用泛函方法，从而为量子态的参数化提供所需的自由度——

化。

要研究这样的变分原理，还需要为该变分原理所作用的叠加态提供一个模型。对于与时空可能存在的纠缠，我们预期，在平移后的质量分布所构成的叠加态中会看到这一机制。为建立模型，我们考虑一个薛定谔猫态[8]，其中各项表示方向相反的平移质量分布，每个分布都由有质量标量场的热态表示。

我们的计算表明，薛定谔猫态的总能量会随分离距离变化，并在分离距离为零、接近原点处达到最小值。态中粒子数越多，最小值所在的分离距离就越小。能量曲线起到势函数的作用，产生一种阻碍分离距离增大的力。

尽管这一情形非常简单，却蕴含着深远的意义。宏观态包含大量粒子，因此产生的凹陷非常接近原点，以至于其位置与不存在叠加态时的情形无法区分。此外，阻碍形成叠加态的力极其强大，几乎不可能产生具有可辨别展宽的叠加态。这一发现不仅解释了为何没有观察到质量分布与时空几何之间的纠缠，也为宏观测量为何会坍缩并产生单一测量结果提供了一种可能的解释。讨论完能量曲线的计算后，我们将再谈这一可能性。

虽然薛定谔猫态显然是对质量分布叠加进行建模的选择，但有不同方式可以区分叠加态中的不同项。通常，这些项通过由位移算符产生的不同位移来区分。然而，位移算符名义上影响粒子数自由度。为了得到一种可能与时空发生纠缠的质量分布叠加态，我们需要通过平移来区分这些项，因为平移影响空间自由度。这种平移通过对态的参数函数进行相位调制来实现，需要使用相位算符。如果一个态在傅里叶域中由谱函数 $\zeta(\mathbf{k})$ 参数化，其中 $\mathbf{k}$ 是波矢，那么只需将其乘以一个线性相位因子，就可以轻易实现平移

$$\zeta(\mathbf{k}) \to \exp(i\mathbf{x}_0 \cdot \mathbf{k})\zeta(\mathbf{k}). \tag{1}$$

这里 $\mathbf{x}_0$ 是空间平移向量。在下文中，我们假设沿 z 方向平移。

我们还需要决定采用何种态作为施加平移的基准态。相干态常用于Schr¨odinger猫态的定义。然而，任何类型的态都可以充当基准态，这取决于物理情形的性质。在此，我们考虑单模热态。它表示一个混合态，其参数函数描述空间质量分布。（在更一般的物理情形中，参数函数与空间质量分布可能是尺度差异极大的不同函数。）

上述情景相对简单。为了对更一般的情景进行建模，最好在一种便于直接推广到此类一般化情形的形式体系中给出基本计算。因此，我们在泛函相空间 [9, 10], 上进行计算，从而能够表示所有自由度中的态和操作。能量测量由态的维格纳泛函与能量可观测量的维格纳泛函之积的迹给出。在自由理论的语境下，后者写作

$$W_{\mathcal{E}} = \alpha^* \diamond \mathcal{E} \diamond \alpha - \tfrac{1}{2}\Omega_{\mathcal{E}}, \tag{2}$$

其中，$\alpha(\mathbf{k})$ 是泛函相空间的复场变量，$\diamond$-缩并是对共享波矢 $\mathbf{k}$ 积分的简写，核为

$$\mathcal{E}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \triangleq \hbar\omega_{\mathbf{k}} \mathbf{1}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'), \tag{3}$$

其中

$$\mathbf{1}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \triangleq (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}'), \tag{4}$$

而 $\Omega_{\mathcal{E}}$ 是一个发散常数（零点能）。它用于消除计算所得能量中的一个类似发散常数。

将某个状态的维格纳泛函与场变量的各次幂相乘后进行泛函积分，可得到维格纳泛函的不同矩。这些矩可以直接从该状态的特征泛函（维格纳泛函的辛泛函傅里叶变换）中求得。特征泛函是该状态维格纳泛函的矩生成泛函。因此，我们可以直接用该状态的特征泛函 $\chi[\eta]$ 来表示其能量测量：

$$\langle \mathcal{E} \rangle = -\left(\delta_\eta \diamond \mathcal{E} \diamond \delta_\eta^* + \tfrac{1}{2}\Omega_{\mathcal{E}}\right) \chi[\eta]\big|_{\eta=0}, \tag{5}$$

其中，δ_η 和 δ_η^* 分别表示对特征泛函 η 中的辅助场变量及其复共轭进行的泛函导数。

热态的特征泛函为

$$\chi_{\text{th}}[\eta] = \exp\left(-\tfrac{1}{2}\eta^* \diamond \theta^{-1} \diamond \eta\right), \tag{6}$$

其中 $\theta(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 为热态核。这里我们假设基准态为单模热态。其逆核由下式给出

$$\theta^{-1}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \mathbf{1}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + 2\langle n \rangle \Theta(\mathbf{k})\Theta^*(\mathbf{k}'), \tag{7}$$

其中 $\langle n\rangle$ 为该态中的平均粒子数， $\Theta(\mathbf{k})$ 为热态模式，用以其傅里叶谱对质量分布进行建模。

对于薛定谔猫态的特征泛函，我们将基准态的特征泛函与平移算符的特征泛函结合起来，并使用特征泛函的星积。平移算符的特征泛函为

$$\chi_{\hat{U}}[\eta] = \mathcal{N}_{\hat{U}} \exp(-\eta^* \diamond \tau \diamond \eta), \tag{8}$$

其中 $\mathcal{N}_{\hat{U}} = 1/\det\{\mathbf{1}-\Phi\}$ 和 $\tau = \frac{1}{2}(\mathbf{1}+\Phi)\diamond(\mathbf{1}-\Phi)^{-1}$，且 $\Phi = \exp(izk_z)\mathbf{1}$，特征泛函星积的泛函积分为

$$\chi_{\hat{A}} \star \chi_{\hat{B}} = \int \chi_{\hat{A}}[\beta]\chi_{\hat{B}}[\eta-\beta] \times \exp(\tfrac{1}{2}\eta^* \diamond \beta - \tfrac{1}{2}\beta^* \diamond \eta)\ \mathcal{D}^{\circ}[\beta], \tag{9}$$

其中 $\mathcal{D}^{\circ}[\beta]$ 是泛函积分测度。由此得到的薛定谔猫态的特征泛函为

$$\begin{aligned}\chi_{\rm cat}[\eta] = \frac{1}{2(1+\Lambda)} \exp\left(-\tfrac{1}{2}\eta^* \diamond \eta\right) \\ \times \left[\exp\left(-\langle n\rangle \eta^* \diamond \Phi \diamond \Theta\Theta^* \diamond \Phi^* \diamond \eta\right)\right. \\ + \Lambda \exp\left(-\langle n\rangle \Lambda \eta^* \diamond \Phi \diamond \Theta\Theta^* \diamond \Phi \diamond \eta\right) \\ + \Lambda \exp\left(-\langle n\rangle \Lambda \eta^* \diamond \Phi^* \diamond \Theta\Theta^* \diamond \Phi^* \diamond \eta\right) \\ \left. + \exp\left(-\langle n\rangle \eta^* \diamond \Phi^* \diamond \Theta\Theta^* \diamond \Phi \diamond \eta\right)\right],\end{aligned} \tag{10}$$

其中，我们定义

$$\Lambda \triangleq \frac{1}{1+\langle n\rangle - \mu}, \tag{11}$$

假设 Θ 是对称的，因此

$$\mu \triangleq \Theta^* \diamond \Phi^2 \diamond \Theta = \Theta^* \diamond \Phi^{*2} \diamond \Theta. \tag{12}$$

将式（5）中的过程应用于式（10），可得薛定谔猫态的能量

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{E}\rangle_{\rm cat} = \frac{\langle n\rangle}{2(1+\Lambda)} \left(2\Theta^* \diamond \mathcal{E} \diamond \Theta + \Lambda^2 \Theta^* \diamond \Phi^2 \diamond \mathcal{E} \diamond \Theta\right. \\ \left. + \Lambda^2 \Theta^* \diamond \Phi^{*2} \diamond \mathcal{E} \diamond \Theta\right).\end{aligned} \tag{13}$$

由于 $\mathcal{E}$ 和 Φ 都是对角核，它们彼此对易。为了计算 $\diamond$-收缩，我们需要为描述质量分布的热态模式定义一个函数。不过，由于主要的物理效应由质量分布的尺度（或宽度）决定，我们只需假设一个归一化高斯函数。由此得到

$$\mu = \langle n\rangle \exp\left(-\frac{4z^2}{w_0^2}\right) \triangleq \langle n\rangle g(z), \tag{14}$$

其中， w_0 表示质量分布宽度的参数。此外

$$\Theta^* \diamond \Phi^2 \diamond \mathcal{E} \diamond \Theta = \Theta^* \diamond \Phi^{*2} \diamond \mathcal{E} \diamond \Theta = \mathcal{E}_0^{(\rm th)} g(z), \tag{15}$$

其中

$$\mathcal{E}_0^{(\rm th)} \triangleq \Theta^* \diamond \mathcal{E} \diamond \Theta. \tag{16}$$

基准态的能量为 $\langle n\rangle \mathcal{E}_0^{(\rm th)}$ 。

因此，薛定谔猫态的能量作为平移距离 z 的函数为

$$\langle \mathcal{E}\rangle_{\rm cat} = \langle n\rangle \mathcal{E}_0^{(\rm th)} \left[1 - \frac{(\langle n\rangle + 1)h(z)}{2 + 3\langle n\rangle h(z) + \langle n\rangle^2 h^2(z)}\right], \tag{17}$$

其中 $h(z) = 1 - g(z)$。

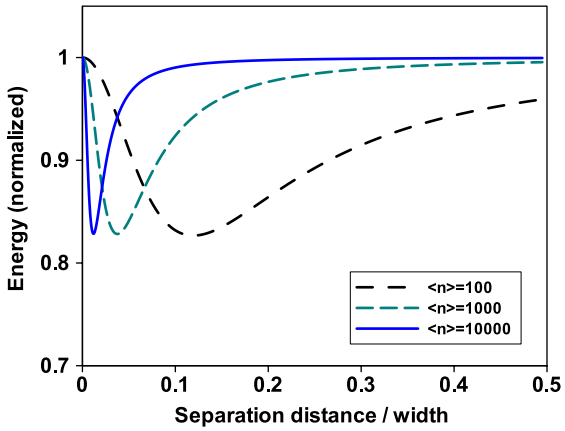

图 2. 绘出了薛定谔猫态的归一化能量随叠加态中两个质量分布之间的归一化分离距离变化的曲线， $\langle n\rangle = 10^2$,10_3,10_4 。

在图 2 中，我们绘出了薛定谔猫态的归一化能量随归一化分离距离 $2z/w_0$ 变化的曲线，分别对应粒子平均数 $\langle n\rangle$ 的不同取值。曲线在原点附近有凹陷。粒子数增加时，凹陷变得更窄并向原点靠近，但其相对深度基本保持不变。因此，随着粒子数增加，反向力也随之增大。

任何宏观物理对象都应处于凹陷底部，因为在形成该对象的过程中，它会以绝热方式逐渐到达那里。当凹陷位于原点附近时，凹陷底部的最低能量态本身就是一个叠加态。然而，对于宏观物理对象而言，这种叠加态各项之间的差异极小，难以观测，也不太可能造成任何有别于经典观测的物理效应。由于处于凹陷底部，这类宏观对象会抵制任何将其转变为更大、更明显的叠加态的尝试。对于少量粒子，这类叠加态的各项可以有更显著的差异，因此或许能够通过实验观测到凹陷。

虽然我们使用单模热态，为质量分布的叠加态提供一个简单且易于处理的模型，但它并非唯一一种在基于平移的叠加态中会在原点附近产生凹陷的状态。相干态也会产生这样的凹陷，但凹陷的相对深度会随着粒子数增加而减小。不过，将归一化能量曲线乘以原点处的绝对能量后，这些凹陷的深度也会增加，但增速低于热态。

在这里，我们通过对基准态施加平移，形成了薛定谔猫态。在与测量产生的叠加态相关的情形中，酉变换更适合建模为位移。通过对相干态和热态施加位移而产生的薛定谔猫态的能量曲线，在原点附近（或原点处）同样具有凹陷。在考虑不同的可能情形时，参数空间会变得更大，但我们研究的所有情形都显示：其能量曲线会随着一个自由参数而产生凹陷，该参数从基准态平滑变化到薛定谔猫态。这些曲线代表势函数，但由于连续参数并非距离，其导数并不是力。不过，它仍然提供了一种机制，阻碍任何试图使基准态演化为薛定谔猫态的过程。

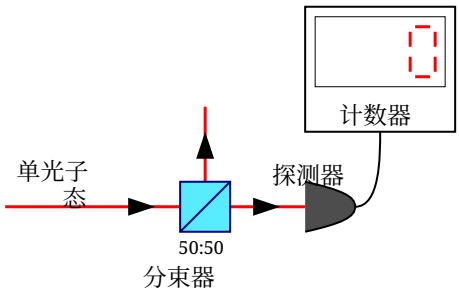

图 3. 分束器之后单光子探测的测量装置。

量子测量理论 [2] 要求这样一个过程：测量装置的状态与待测状态的张量积，演化为由代表不同测量结果的指针态组成的叠加态。例如，考虑图 3 所示与计数器相连的光子探测器。光子探测器接收到零个或一个光子，分别产生两种可能的测量结果，并在计数器的显示屏上显示数字“0”或“1”。除非发生某种量子坍缩过程，否则测量装置将处于这两种测量结果的叠加态。然而，假设测量的演化过程由某个连续参数 λ 控制，上述计算表明，我们会发现总能量出现一个凹陷，作为系统随 λ 变化的函数。系统并非处于两种测量结果的叠加态，而是会朝着“0”或“1”确定性地演化，同时由于另一个选项位于凹陷底部，它也会被“拖着走”。占主导地位的结果由两种结果的概率振幅大小决定。（对于连续概率分布，这两个振幅大小相等的概率为零。）

在上述计算中，我们使用由正规序自由哈密顿量定义的能量算符作为变分量。然而，变分量可以是多种可观测量中的任意一种。（由于能量算符的核在凹陷的形成中并不起关键作用，因此可以用任何其他核替换它，而不会改变定性结果。）在存在相互作用时，除自由哈密顿量项之外还会有相互作用项。例如，可以考虑四点相互作用或其任意推广。已发现此类量（作用于上文所考虑的态）也会产生带有多个凹陷的复杂振荡曲线。那些靠近（或位于）原点的凹陷遵循与能量情形相同的行为。四点核的细节对这些凹陷的定性性质并不起重要作用。

这些凹陷的形状以及它们随粒子数量增加而发生的变化，在不同情形下各不相同。然而，它们都具有相同的一般特性：(a) 随着粒子数量增加，凹陷会向原点靠近，甚至可能在某一时刻位于原点。(b) 在基准态中，变分量曲线的凹陷对侧的斜率——若变分量为分离距离，则该斜率代表反作用力——总会随粒子数量增加而增大。

这项研究虽然远未穷尽所有情况，却有力地表明，宏观叠加态的能量（或类似变分量）曲线中出现凹陷，是一种普遍现象。这一特性的普遍性有力地支持了这样的结论：宏观物体总是不愿形成会使其转变为薛定谔猫态的叠加态。

尽管这项研究为凹陷的形成提供了令人信服的迹象，但只有当实验观测能够确认此类凹陷的出现时，才能形成科学认识。幸运的是，近来已有数项关于薛定谔猫态的实验演示 [11–15]。虽然并非所有这些实验实现都适合用于观测此类凹陷，但在某些情形下，观测到这些凹陷可能会更容易。希望这项工作能激励这些研究团队寻找观测证据，以表明其系统中可能出现此类凹陷。

* rouxf@ukzn.ac.za[1] M. Schlosshauer, 《退相干、测量问题与量子力学的诠释》, 《现代物理评论》76, 1267 (2003)。[2] D. F. Walls 和 G. J. Milburn, *Quantum Optics*（施普林格出版社，柏林，1994）。[3] F. Karolyhazy, 《宏观物体的引力与量子力学》, 《新物理学评论 A》42, 390 (1966)。[4] L. Di´osi, 《引力导致量子力学失效的普适性主方程》, 《物理快报》120A, 377 (1987)。[5] L. Di´osi, 《宏观量子涨落普适性约化的模型》, 《物理评论 A》40, 1165 (1989)。[6] R. Penrose, 《论引力在量子态约化中的作用》, 《广义相对论与引力》28, 581 (1996)。[7] R. Penrose, 《量子力学的引力化 1：量子态约化》, 《基础物理学》44, 557 (2014)。[8] M. A. Nielsen 和 I. L. Chuang, *Quantum Computationand Quantum Information*（剑桥大学出版社，剑桥，英格兰，2000）。[9] S. Mr´owczy´nski 和 B. Mueller, 《维格纳泛函的应

量子场动力学的方法”, 《物理评论 D》50, 7542 1994( ).

[10] F. S. Roux, *Functional Phase Space Methods: Quantum Optics in all Degrees of Freedom* (德古意特出版社，柏林, 2025). [11]C. Monroe、D. M. Meekhof、B. E. King 和 D. J. Wineland, “原子的‘薛定谔猫’叠加态”, 《科学》272, 1131 (1996). [12] A. Ourjoumtsev、H. Jeong、R. Tualle-Brouri 和 P. Grangier, “ 由光子数态生成光学 ‘ 薛定谔猫 ’”, 《自然》448, 784–786 (2007). [13] B. Vlastakis、G. Kirchmair、Z. Leghtas、S. E. Nigg、L. Frunzio、S. M. Girvin、M. Mirrahimi、M. H. De- voret 和 R. J. Schoelkopf, “利用 100 光子薛定谔猫态确定性地编码量子信息”, 《科学》342, 607 (2013). [14] D. V. Sychev、A. E. Ulanov、A. A. Pushkina、M. W. Richards、I. A. Fedorov 和 A. I. Lvovsky, “光学薛定谔猫态的扩展”, 《自然·光子学》( ). [15] M. Lewenstein、M. F. Ciappina、E. Pisanty、J. Rivera-Dean、P. Stammer、T. Lamprou 和 P. Tzallas, “强激光—物质相互作用中光学‘薛定谔猫’的生成”, 《自然·物理学》17, 1104 (2021)。