

量子力学的教学和基础研究

王 锋 曾天海

(北京理工大学物理学院, 北京 100081)

摘 要 本文挑选了我们在 arXiv 上发布的两篇文稿和在期刊上发表的九篇文章的部分内容进行了综述, 并有一些表述的更新, 涉及为理解量子力学的一些概念和量子现象所作的解释或研究, 有些可能算得上基础或基本问题的研究, 即基本原理之下更深层次问题的研究。最主要考虑的是相互作用的缺失, 或者定性地把外场势能还原为相互作用能, 并定性地考虑相关的环境。对几个典型的用反直觉的相干叠加纯态来解释的量子现象, 提供了自认为比以前稍微容易理解的解释, 并总结为粒子的波动性即相干叠加性来源于与环境的相互作用。尝试在量子力学基本假设或原理中添加一个假设, 我们称为第零假设: 实物粒子不自由, 即任何实物粒子与环境的相互作用不可能为零。这为理解量子力学中的微观粒子的波动性, 即相干叠加纯态提供了可能的基础。为落到实处, 设想了新的双缝实验, 期望有人据此做实验, 并预测实验结果既得到干涉图样, 又能辨别粒子通过哪条缝, 从而摆脱 which-way 困境。还有不同于一般量子力学教科书的对量子测量、守恒所做的解释。

关键词 相互作用; 纠缠态; 叠加纯态; 粒子波动性; 第零假设; 双缝; 量子测量; 守恒

THE RESEARCH OF TEACHING AND FOUNDATION OF QUANTUM MECHANICS

WANG Feng ZENG Tianhai

(School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081)

Abstract This paper reviews the partial contents of our two manuscripts displayed on arXiv and the nine published papers in some journals, and offers some new expressions. These contents explore the interpretation or research of some concepts and quantum phenomena in quantum mechanics, including foundational or fundamental issues, which delve into deeper questions beneath the basic principles. In our research, we primarily focus on the absence of interaction, or restore the external field potential energy to the interaction energy and consider the related environment qualitatively. We offer a slightly more accessible explanation for several typical quantum phenomena explained using counterintuitive coherent superposition states, summarizing that the wave nature of a particle, i.e., coherent superposition, originates from the interaction of a particle with the environment. We try to propose adding a new postulate to the fundamental postulates or principles of quantum mechanics, which we call the zeroth postulate: any material particle is not free, meaning that the interaction between a particle with its en-

收稿日期: 2025-06-15

基金项目: 北京市自然科学基金(1242026)资助。

通信作者: 曾天海, zengtianhai@bit.edu.cn。

引文格式: 王锋, 曾天海. 量子力学的教学和基础研究[J]. 物理与工程, 2025, 35(5): 12-19.

Cite this article: WANG F, ZENG T H. The research of teaching and foundation of quantum mechanics[J]. Physics and Engineering, 2025, 35(5): 12-19. (in Chinese)

vironment cannot be zero. This provides a possible foundation for understanding the wave nature of microscopic particles in quantum mechanics, specifically the coherent superposition pure states. To put this into practice, we propose a new double-slit experiment, hoping that someone will conduct it and predicting that the experimental results will show interference patterns while also identifying which slit a particle has passed through, thus resolving the which-way dilemma. Additionally, we provide explanations for quantum measurements and conservation laws different from those in general books of quantum mechanics.

Key words interaction; entangled state; superposition pure state; wave nature of particle; zeroth postulate; double-slit; quantum measurement; conservation

我们提出了一些问题:(1)纠缠态的定义是不能写成直积态或乘积态的状态,那么,在极限条件下,能否做近似使纠缠态转变为直积态?(2)如何将原子由基态转变为基态与一个激发态的叠加纯态?(3)能否将自由粒子平面波态转变为自由粒子波包纯态或不同平面波态的叠加纯态?(4)氢原子中,电子处于纯态还是混合态?(5)理解量子隧穿现象,需要将势垒还原成相互作用势能吗?(6)经过双缝,粒子的路径状态演化在理论上与缝有怎样的关系?对这些问题的解答,也是为稍微容易地理解反直觉的相干叠加纯态所做的解释。

本文分六个部分。(1)解答以上问题;(2)第零假设;(3)双缝实验新设想;(4)量子测量;(5)守恒;(6)结语。

1 解答以上问题

1.1 纠缠态的定义是不能写成直积态或乘积态的状态,那么,在极限条件下,能否做近似使纠缠态转变为直积态?

2001年,Serge Haroche(2012年的诺贝尔物理学奖得主)研究组的实验文章^[1]中, $|e\rangle$ 态原子通过相干态光场(做分束器)时,把原子与光场组成的复合量子系统的状态写成纠缠态

$$(|e\rangle|\alpha_e\rangle + |g\rangle|\alpha_g\rangle)/\sqrt{2} \quad (1)$$

原子的高、低能级态表示为 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$,能级差为一个光子的能量,相应的相干态光场的状态为 $|\alpha_e\rangle$ 和 $|\alpha_g\rangle$, $|\alpha_e\rangle$ 和 $|\alpha_g\rangle$ 的平均光子数分别为 N 和 $N+1$ 。这个复合系统处于纯态(可用一个波函数或态矢量描述的为纯态),单看原子或光场,则分别处于混合态。这篇文章说到,在经典极限下, $|\alpha_e\rangle$ 的平均光子数 $N \gg 1$,则

$$|\alpha_e\rangle \approx |\alpha_g\rangle \quad (2)$$

但文中没有把这个近似式(2)代入式(1)。我们得到如下近似等式

$$\begin{aligned} & (|e\rangle|\alpha_e\rangle + |g\rangle|\alpha_g\rangle)/\sqrt{2} \\ & \approx [(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}]|\alpha_e\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

我们认为,在极限条件下,纠缠态可做近似成为直积态,即极限条件下的纠缠态 $\approx$ 直积态。不同情形的相互作用的时间不同,极限条件成立的时间长短也不同。这个例子以及后面的量子隧穿、双缝都是短时间内的极限条件成立,氢原子中原子核近似不动且状态近似不变,则是长时间的极限条件。直积态中的各部分之间互相独立,这样原子与光场的各自状态近似独立,原子就近似处于叠加纯态。顺便提一下,2010年,作者发布在arXiv上的文稿^[2]中,表达了接近的意思,即两体纠缠态中,其中一体的状态近似不变时,另一体就处于叠加纯态,但没敢写出类似的近似等式(3);到2012年,Serge Haroche获得诺贝尔物理学奖,查阅到他们2001年的这篇文章,才在2013年第一次写出式(3),发布在arXiv上的文稿^[3]中。我们查阅到的文献中,只有2013年两位作者出版的书籍^[4]上写出了类似的近似等式,这本书于2018年在国家图书馆上架(本文通信作者也碰巧在2018年看到了这本书中的这个近似等式);查阅他们的其他文献,他们没有推广运用这一近似等式。此后一直到2024年,我们先后发表的几篇文章^[5-9]都用到此类近似等式。

1.2 如何将原子由基态转变为基态与一个激发态的叠加纯态?

参考式(3),用相应的方法可以制备这种近似的叠加纯态,原子的这种叠加纯态不是独立的,而是与外场(经典极限下的相干态光场)的相互作用有关的。

值得注意的是,若单模光场(处于 $n+1$ 个光子的数态 $|n+1\rangle$)与基态 $|b\rangle$ 原子发生共振相互作用(Jaynes-Cummings 模型),并考虑旋转波近似,则可以得到如下纠缠态

$$(|a\rangle|n\rangle + |b\rangle|n+1\rangle)/\sqrt{2} \quad (4)$$

激发态 $|a\rangle$ 与 $|b\rangle$ 态之间的能级差为一个光子能量。我们曾经认为 n 很大,也可以 $|n\rangle \approx |n+1\rangle$ 。由于难以制备光子数很大的单模光场,并且,状态 $|n\rangle$ 与 $|n+1\rangle$ 是正交的,即没有极限条件,这样的纠缠态(4)就不能近似为直积态,原子就只能处于混合态,得不到基态与一个激发态的叠加纯态。

在 Serge Haroche 研究组的这篇文章中,提到量子极限, $N=0$,把光场的状态表示为 $|\alpha_e\rangle = |0\rangle, |\alpha_g\rangle = |1\rangle$,这两种状态正交,纠缠态(1)就更不能近似为直积态,原子就只能处于混合态。还需要指出,他们用一个箭头表示 $|e\rangle$ 态原子经过 $N \gg 1$ 的相干态光场(看成经典分束器)出来,其状态变成了 $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$,没有说明原子状态如何脱离了纠缠态!若纠缠态具有非定域性,或相互作用仍然存在,就还保持纠缠态。那么,要得到 $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$,做近似纠缠态 $\approx$ 直积态就是唯一的途径。

1.3 能否将自由粒子平面波态转变为自由粒子波包纯态或不同平面波态的叠加纯态?

这个问题将在第2部分第零假设中解答。

1.4 氢原子中,电子处于纯态还是混合态?

氢原子中电子与原子核处于纠缠态,单看电子就处于混合态,把原子核的状态看成近似不变,则原子核的坐标固定,纠缠态波函数就变成电子的纯态波函数。若在动量表象中看,电子的纯态波函数可展开成不同动量本征态或平面波态的叠加纯态或波包态;纠缠态也可以在电子与原子核的动量本征态的直积空间展开为明显的纠缠态的形式^[6]。动量为连续变量,这个纠缠态的严格表达式为积分形式,这里采用简化的分立谱的形式进行说明。原子核的动量本征态近似不变,纠缠态近似为直积态,

$$\begin{aligned} & c_1 |p_1\rangle |P_1\rangle + \cdots + c_N |p_N\rangle |P_N\rangle \\ & \approx (c_1 |p_1\rangle + \cdots + c_N |p_N\rangle) |P_1\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

$|p_i\rangle$ 和 $|P_j\rangle$ 分别为电子和原子核的动量本征态,即极限条件下的纠缠态 $\approx$ 直积态。电子处于近似的不同动量本征态的叠加纯态或波包态。

更好的说法是,电子处于纯度很高、接近纯态的混合态。我们在文章^[10]中,用纯度定义定量计算了,一维类氢原子中原子核质量变大对电子混合态的纯度的影响。计算结果如预期的,原子核质量越大,电子混合态的纯度越高,即越接近纯态。在文章^[11]中,我们给出了对相干叠加纯态的一种相干性度量的定义,并举例与其他定义做了比较。还在文章^[12]中,讨论了两体谐振子(类比经典情形,光滑水平面上用弹簧拴住两个小球的运动)问题。当一个质量变大时,计算出的另一个所处状态的相干性也增大。

1.5 理解量子隧穿现象,需要将势垒还原成相互作用势能吗?

我们认为任何外场势能都是相互作用能的近似,例如,氢原子中电子的中心库伦势能,是把原子核近似看成不动后电子与原子核的库伦相互作用的近似的。势垒是在势垒区一个粒子与至少一个被忽略的宏观物体或强场的相互作用能的近似,粒子与后者组成有相互作用能的系统。势垒区的边缘总是由小到大变化的,粒子总是可以进入势垒区的。粒子进入势垒区域后,相互作用驱动系统演化为纠缠态。有数千篇文献提到了量子隧道效应。我们在写文章^[7]之前,以量子隧穿、纠缠态和直积态为关键词搜索到了相关文献。没有人考虑在粒子进入势垒区时,这样一个系统演化成纠缠态。

将被忽略的一个宏观物体和一个进入势垒区的粒子视为一个系统,其哈密顿量未知,就不能求解动力学方程。我们只能定性描述,在势垒区由于相互作用,它们的状态为纠缠态。在动量表象中,由于宏观物体的动量状态几乎没有变化,这种纠缠态 $\approx$ 直积态。粒子处于不同动量本征态的近似叠加态。实际上,这个系统的总能量是粒子和宏观物体的动能与势垒区的相互作用能的总和。为简单起见,我们考虑一维运动。近似叠加态中包括粒子的正负动量本征态,在势垒区粒子具有非负动能。由于粒子和宏观物体之间有动量交换,也有动能及相互作用能的交换,这些交换对理解粒子隧穿很重要。粒子以一定的概率获得一些动能和向前的动量,这些动能加上粒子的初始能量可以超过势垒的最大值。这样粒子其实不是穿透,而是以一定的概率越过势垒。同时,宏观物体的动能得失总是很小的,其状态几乎不变。类似地,粒子可以一定的概率被势阱反射。

1.6 经过双缝,粒子的路径状态演化在理论上与缝有怎样的关系?

我们的文章^[7]有以下解答。对粒子通过哪条缝(which-way)的测量,都说明粒子完整地只过一条缝。近十几年的文献中,有理论和实验文章研究了粒子通过微观双缝(双原子分子模拟双缝)的干涉;虽然双原子分子与通过的粒子的相互作用已知,但都因计算复杂而没有讨论由相互作用导致的纠缠。讨论宏观(介观)双缝,也应考虑双缝物体与粒子的相互作用(但未知,只能定性讨论)。有些粒子没有通过双缝,这里只讨论通过了双缝的粒子。单粒子入射双缝过程中,与双缝物体相互作用而纠缠。

双缝本身是一个测量装置,粒子通过双缝,意味着它被双缝测量了通过哪条缝路径,使纠缠态塌缩。我们查到的实验文献都不认为双缝本身对粒子做了测量,而是另外加仪器测量通过缝的路径。我们认为没有另加仪器,粒子也被双缝测量了,因而完整地只过一条缝。

粒子通过双缝后,若要立即读出结果,需另加仪器读出,才知道粒子通过了哪条缝,但会干扰粒子状态,使干涉条纹变模糊或消失;若不读出结果,仍不知道它通过了哪条缝,只能用混合态概率地(p_1 、 p_2)描述这个粒子刚通过1或2缝的路径状态 $|\varphi_{10}\rangle$ 或 $|\varphi_{20}\rangle$,这个混合态用密度算子表示为不相干的叠加

$$p_1 |\varphi_{10}\rangle\langle\varphi_{10}| + p_2 |\varphi_{20}\rangle\langle\varphi_{20}| \quad (6)$$

参考分束器实验,粒子明确从一个输入端进入内部,进行相互作用,以一定的概率幅从两个输出端出来,成为相干的两路。对于双缝,粒子也是进入双缝之一再出来;我们不解释为从双缝出来。似乎一般认为粒子从一条缝出来到达屏幕就无法解释干涉。理论上,若按费曼路径积分解释,粒子从一条缝出来到达屏幕的一点,都是走多条路径(也是与纠缠有关),进行相干。若按薛定谔方程解释,粒子经过一条缝时,与双缝物体相互作用而纠缠。从一条缝出来后,不知道粒子到哪里会停止与双缝物体的相互作用;即使停止,也可能因纠缠的非定域性,在粒子离开双缝不太远的区域内保持纠缠。这两种理论所用的更完整的哈密顿量或拉格朗日量都应该包含相互作用能和双缝物体。双缝物体状态近似不变,纠缠态 $\approx$ 直积态,粒子近似处于多路径相干叠加纯态。从一条缝出来

到达屏幕的粒子,形成一套干涉图样。这与挡住一条缝,让粒子只过另一条缝的情形不同。另一套干涉图样对应另一条缝。直接相加,得合成的干涉图样。这与主流的观点不同。第3部分写的双缝实验新设想用到了这一思路。

总结以上问题的解答,粒子的波动性或相干叠加纯态,来源于粒子与环境(经典极限下的相干态光场、分束器、氢原子核、双缝物体等)的相互作用;或者说,粒子波动性或粒子的态叠加原理的叙述中不提或缺失了与环境的相互作用,导致了对一些量子现象的反直觉的解释。

2 第零假设

我们尝试在量子力学基本假设或原理中添加一个假设,称为第零假设:实物粒子不自由^[7]。任何实物粒子与环境的相互作用不可能为零,粒子的坐标和动量为连续变量,所以一直在变化。对一个粒子而言,所考虑的环境太复杂,就无法求解。在许多情况下,可以考虑粒子与简化或近似的环境(例如前面提到的双缝物体等,相互作用弱的都忽略,本文说到的都是这种环境)的相互作用,二者组成复合量子系统。把这种复合系统的薛定谔方程看成一个基本假设;由于相互作用,二者一般是纠缠的(除一些时间点可能出现的解纠缠);系统可以用一个波函数描述(系统处于纯态),而其中的粒子就不能用一个波函数描述(粒子处于混合态,可用一个密度算子或密度矩阵描述)。

对于粒子与环境的相互作用能,不好划分相互作用能的多少属于粒子或环境,因此,在这种复合量子系统中不能单独定义粒子或环境的能量。若环境的状态近似不变,则可以把相互作用能归为粒子的外场势能,加上粒子的动能,才可以定义粒子的能量,写出其近似的哈密顿量。所以,单粒子的薛定谔方程一定是近似的。

理论上,教科书中的自由粒子是理想概念,由此写出的薛定谔方程,可以得到自由粒子的平面波解、波包纯态或不同平面波态的叠加纯态解。通过测量后者可以得到平面波,但能否将自由粒子平面波态转变为后者?按照自由粒子的薛定谔方程演化是不行的,只能通过某种相互作用。但引入相互作用,则一方面粒子不自由,二则粒子与相互作用的环境处于纠缠态,粒子处于混合态。若环境状态近似不变,则纠缠态近似为直积态,非

自由的粒子处于近似的叠加纯态。例如,把一维无限深势阱看成一个大物体,与其中的粒子相互作用而纠缠,大物体状态长时间近似不变,纠缠态 $\approx$ 直积态,粒子近似处于正、负动量本征态都有叠加纯态(无论粒子初态如何)。因此,按态叠加原理,自由粒子可以处于不同动量本征态的叠加纯态,在理论上是不自洽的。否则,自由粒子所处的叠加纯态就都是天上掉下来的,被测量后,这些叠加纯态就一个个都不存在了。类似于牛顿第一定律,可假设理想化的质点受合外力为零(实际上不可能),相对于惯性系静止或匀速直线运动;量子力学中可假设理想化的自由粒子处于动量确定的平面波态,而不应该假设可以处于不同平面波态的叠加纯态。这算是对 1.3 问题的解答。

有人可能会这样想,若量子系统的物理量 A 和 B 的算符不对易,处于 A 的本征态 $|a_j\rangle = \sum_i c_i |b_i\rangle$,就一定处于 B 的不同本征态的相干叠加纯态。用抽象的物理量来说是这样,但用具体的例子来说却是否定的,可以说这里存在问题。下面看具体例子^[7]。

电子处于向上自旋分量态 $|\uparrow\rangle$,在理论上被认为是两个水平自旋分量态的相干叠加纯态 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\leftarrow\rangle + \exp(i\phi)|\rightarrow\rangle)$ 。如果理论上选择了不同的基,比如 $\{|\uparrow'\rangle, |\downarrow'\rangle\}$,那么

$$a|\uparrow'\rangle + b|\downarrow'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\leftarrow\rangle + \exp(i\phi)|\rightarrow\rangle) \quad (7)$$

a 和 b 是概率幅。这些叠加态被认为具有相干性,但不能被直接探测到。若实验上选择两个不同的 Stern-Gerlach 磁场,每个磁场和一个电子分别组成一个复合系统,处于纠缠态。这两个纠缠态是不同的。在这两种情况下,磁场(看作环境)的状态都几乎不变, $|M'_1\rangle \approx |M'_2\rangle$, $|M_1\rangle \approx |M_2\rangle$ 。因此,两个纠缠态都近似为直积态

$$(a'|\uparrow'\rangle|1'\rangle + b'|\downarrow'\rangle|2'\rangle)|M'_1\rangle \quad (8)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\leftarrow\rangle|1\rangle + \exp(i\phi')|\rightarrow\rangle|2\rangle)|M_1\rangle \quad (9)$$

在公式的括号中,单电子的两个近似纠缠态具有不同的自旋分量态和路径态 $(|1'\rangle, |2'\rangle; |1\rangle, |2\rangle)$ 。这两种状态都具有相干性,按如下步骤可得干涉图样,即把两路之一的自旋分量反转,并附加不同的位相,再让两路在一个探测器相遇测粒

子数。因此,这两种状态与理论给出的状态不同,是与不同的磁场的相互作用有关的。用一位转动量子门把 0 或 1 态转变成相干叠加态也需要相互作用的环境。

量子力学的波动力学形式的出发点是实物粒子具有波动性,得到单粒子的薛定谔方程,再推广到多粒子或复合量子系统。我们的出发点是第零假设,加上包含实物粒子及相互作用的简化环境的复合系统的薛定谔方程为基本假设,近似得到单粒子的薛定谔方程和相干的态叠加原理,逻辑上推出粒子的波动性与环境的相互作用有关。

对于量子信息中的一个量子比特,它的每一个相干叠加纯态都是近似的,并且与环境的相互作用有关。这是量子信息,特别是现在过热的量子计算机研究中被忽视的。因为量子计算机使用的量子比特数量多,与每个量子比特相干叠加纯态相应的环境数量就多,这是巨大的挑战。

3 双缝实验新设想

我们在文章^[7]中提出了双缝实验新设想。如图 1,自旋分量为特定水平方向的中子(或电子)向右通过 Stern-Gerlach 磁场(S-G1),使通过上缝的中子都自旋分量向上 $|\uparrow\rangle$;下缝类似。屏幕(设置了 movable slit 3)与双缝的间距可调。若按一般解释,中子以波的形式通过双缝,则中子处于纠缠纯态

$$(|\uparrow\rangle|u\rangle + |\downarrow\rangle|d\rangle)/\sqrt{2} \quad (10)$$

上、下路径态为 $|u\rangle$ 和 $|d\rangle$ 。因 $\langle\uparrow|\downarrow\rangle=0$,得不到干涉条纹。但没有这种实验报道!

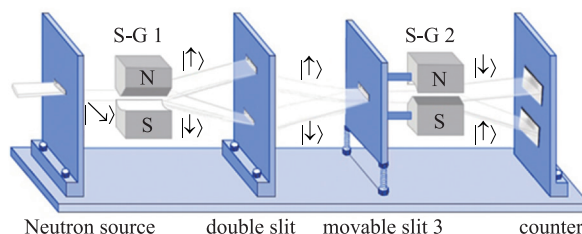


图 1 双缝实验新设想

我们的设想是可以得到干涉条纹。刚通过双缝的中子被双缝测量了,中子处于混合态

$$\frac{1}{2}(|\uparrow\rangle|u\rangle\langle\uparrow|\langle u| + |\downarrow\rangle|d\rangle\langle\downarrow|\langle d|) \quad (11)$$

不读出结果,仍然不知道中子来自哪条缝。若中子通过了上缝,则处于态 $|\uparrow\rangle|u\rangle$ 。中子继续和双缝物体相互作用,演化为纠缠态。用两路径态 $|u_1\rangle, |u_2\rangle$ 简化代表多路径态(前面提到的费曼路径积分),由于双缝物体的对应状态 $|S_1\rangle \approx |S_2\rangle$,纠缠态 $\approx$ 直积态,即

$$\begin{aligned} & (\alpha_1 |u_1\rangle |S_1\rangle + \alpha_2 |u_2\rangle |S_2\rangle) |\uparrow\rangle \\ & \approx (\alpha_1 |u_1\rangle + \alpha_2 |u_2\rangle) |S_1\rangle |\uparrow\rangle \quad (12) \end{aligned}$$

中子近似处于不同路径态的相干叠加纯态。下缝类似。在屏幕上,设置了可上下移动的水平狭缝3,以缝3的宽度为步长移动缝3。以相同的时间间隔,测量通过不同缝3位置时的中子数,可得到固定屏幕上的中子数分布。为区分中子来自哪条缝,在缝3后放置S-G2,与S-G1的磁场梯度方向相反。作用于态 $|\uparrow\rangle(|\downarrow\rangle)$ 中子的力向下(上),可以对 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的中子分别计数,得到来自上、下缝的中子数分布。我们预言可以得到对应两条缝的两套干涉图样;两套之和即为一般干涉图样,也可能明暗条纹相消或变模糊。改变屏幕与双缝的距离,可以得到不同的干涉图样;距离越近,对应一条缝的干涉条纹越显出一条主条纹,两套之和越显出两条主条纹,与文献[13]类似。

如果这种实验得到验证,就能更加肯定地说明粒子的相干叠加纯态或波动性与合作的相互作用有关,是近似的,而不再说粒子自身具有波动本性;这是当初德布罗意提出粒子波动性时没有考虑的。

4 量子测量

朗道和栗弗席茨的量子力学论著与狄拉克的论著中,关于量子测量的观念有冲突。我们的文章^[14]讨论了调和冲突和部分兼容的可能性。狄拉克的量子测量观念被广泛引用。我们发现朗道和栗弗席茨书中有独特的量子测量观念。连续两次对一个量子系统的同一个物理量做同样的测量,以狄拉克为代表的主流观念是,两次都得到相同的本征值,量子系统都处于相同的本征态。而朗道和栗弗席茨书中说的不同,英文版书^[15]中的叙述为“After the measurement, however, the electron is in a state different from its initial one, and in this state the quantity f does not in general take any definite value. Hence, on carrying out a second measurement on the electron imme-

diately after the first, we should obtain for f a value which did **not agree with** that obtained from the first measurement.”这里的 electron 代表微观粒子。

若微观系统没有与仪器相互作用或受到仪器的扰动,就不能得到可靠的信息,对测量仪器而言与没有测量这个系统的情形相同。对微观系统进行测量,一定会改变微观系统至少一个物理量,测量仪器才会有相应的改变,从这个改变中得到被测的微观系统的物理量的信息。我们定义的直接测量与间接测量与文献[16]中的 direct measurement 和 indirect measurement 不同。这有可能调和朗道与狄拉克的量子测量观念的冲突,并进行部分兼容。

我们定义间接测量:测量物理量 A ,使得至少一个物理量 B 发生变化,得到 A 的本征值,被测量子系统塌缩到 A 的本征态。这是对 A 的间接测量。连续第二次测量,仍然使 B 发生变化,得到 A 的相同本征值, A 的本征态也会保持不变。例如,用 Stern-Gerlach 实验装置观测电子运动的偏转,得到自旋在特定方向上分量的本征态、本征值;若电子通过 Stern-Gerlach 实验装置中的非均匀磁场后,取了向上(正的 z 方向)偏转的电子,通过第二个相同的实验装置,则两次测量过程中电子都在偏转,两次测完的电子自旋 z 方向的分量都为向上的本征值,其相应的本征态也相同。这与狄拉克的测量观念相近,并做了补充,即被测系统的物理量 A 的本征值和本征态在连续相同的测量中,可以保持不变,但必须至少有一个物理量 B 发生改变。

直接测量:测量物理量 A ,得到 A 的变化量,这是对 A 的直接测量,被测量子系统塌缩到 A 的本征态。连续第二次测量,得到 A 的变化量与第一次的可能不同,本征态会不同。这与朗道和栗弗席茨的测量观念相近。例如,测量原子的内部能量,不是得到原子能级对应的能量,而是得到能级差的能量。第二次测量得到的能级差和本征态,一般与第一次的不同。连续两次测量粒子的动量,则有可能得到相同的动量改变量。

5 守恒

我们在文章^[6]中,讨论了动量的 strict 和 sta-

tistical 守恒。我们认为量子系统的一个物理量的 strict 守恒是指这个物理量不随时间发生变化。如果一个量子系统处于一个物理量的不同本征态的叠加纯态,其实是这个量子系统与环境相互作用处于纠缠态,环境状态近似不变,得到系统的这个近似的叠加纯态,系统的这个物理量就是变化的。第 2 部分解释了自由粒子波包态或不同平面波态的叠加纯态是不好的概念,但可以理想化地假设自由粒子处于平面波态或动量本征态。这样也可以假设近似孤立的复合量子系统处于动量本征态。我们考虑近似孤立的氢原子处于动量本征态(本征值为 p)

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = (2\pi\hbar)^{-3/2} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \cdot \mathbf{R}\right) \psi(\mathbf{r}) \quad (13)$$

其中, $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 分别为电子和原子核的坐标, $\mathbf{R}$ 为质心坐标, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 为相对坐标。在电子与原子核的动量 ($\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$) 本征态直积空间展开,得到纠缠态

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = (2\pi\hbar)^{-3} \int \phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \cdot \\ \exp\left(\frac{i}{\hbar} (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_2)\right) d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = (2\pi\hbar)^{-3} \int \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \cdot \\ \exp\left(\frac{-i}{\hbar} (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_2)\right) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \end{aligned} \quad (15)$$

代入 $d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = d\mathbf{r} d\mathbf{R}$, 可以得到 $\phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ 中包含了 $\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$ 项, 这样在直积空间展开的任一项的 $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}$ 为常矢量, 即电子与原子核的动量矢量和在不随时间变化, 我们称为 strict 守恒。若氢原子不处于动量本征态, 则是由于它与外界环境相互作用而交换动量。若把原子核的动量看成近似不变, 则由式(14), 得到电子在动量表象中的叠加纯态, 电子动量的概率密度分布保持固定, 我们称为 statistical 守恒。

我们在期刊《物理与工程》2024 年第四期和第五期上, 发表了两篇文章^[8,9], 尝试用量子力学概念表述 Compton 散射的能量和动量守恒; 量子力学中的角动量守恒。前一篇文章中, 对严格守恒和统计守恒做了确切的表述, 与量子力学中的

守恒量的概念有所不同。严格守恒和统计守恒的物理量与量子力学中的守恒量三者之间的关系如图 2 所示。由于存在相互作用能, 我们对能量守恒只讨论较简单的 Compton 散射情形, 同时也表示了动量守恒。

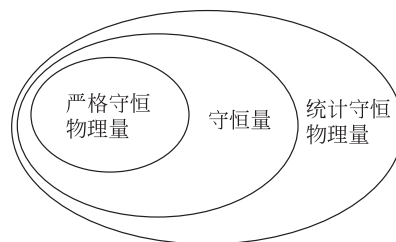


图 2 严格守恒和统计守恒的物理量与守恒量的关系

我们的讨论包容了 Bohr 和 Born(波函数统计解释)的微观世界的守恒具有统计意义(我们称为统计守恒), 与 Bothe 的关于 Compton 散射的能量和动量守恒的严格有效性(我们称为严格守恒)。孤立系统处于动量本征态, 其中的子系统之间由于相互作用而交换动量, 保持总动量不变, 即严格守恒。我们认为子系统的动能和它们之间的相互作用能进行交换, 保持总能量不变, 即严格守恒, 但由于存在相互作用能, 还没有找到适当的表达形式。我们所表达的 Compton 散射的能量严格守恒, 是散射前后相互作用能趋于零的情况。前面引用的氢原子的电子的动量本征态的叠加纯态, 就是电子动量的统计守恒。因此严格守恒与统计守恒都是存在的, 只是描述的系统有所不同。

我们讨论的角动量守恒, 只有角动量的分量可以严格守恒, 也可以统计守恒, 而角动量自身、角动量平方只能统计守恒。量子力学书中写的角动量本征值和本征态, 实际是指角动量分量和角动量平方的本征值和本征态。我们在文中提出建议, 希望量子力学书明确写“角动量自身没有非零本征值和本征态, 也没有确定的方向”。角动量的期望值或平均值却可以按定义计算, 并可标出平均值的方向。

6 结语

我们认为量子力学中忽视或考虑相互作用不周全的地方, 例如, 单粒子的薛定谔方程、相干态的叠加原理、粒子波动性、隧穿、双缝、量子测量、守恒等, 导致了概念和结果的反直觉。周全地考

虑相互作用,则对量子力学的概念和结果有可能得到更接近直觉的解释,并可能得到摆脱 which-way 困境的双缝干涉图样。量子计算机中要制备大量的量子比特相干叠加态,也需分别考虑与大量的环境的相互作用,这面临巨大的挑战。

参 考 文 献

- [1] BERTET P, OSNAGHI S, RAUSCHENBEUTEL A, et al. A complementarity experiment with an interferometer at the quantum-classical boundary[J]. *Nature*, 2001, 411: 166-170.
- [2] ZENG T H. arXiv 1008.1691v2, 2010.
- [3] ZENG T H. arXiv 1307.1851v1, 2013; v3, 2019.
- [4] FAYNGOLD M, FAYNGOLD V. *Quantum Mechanics and Quantum Information: A Guide Through the Quantum World*[M]. Wiley-VCH, Germany, 2013: 603.
- [5] 曾天海. 一类近似等式与单个粒子相干叠加态的概念性讨论[J]. *大学物理*, 2016, 35(11): 20-23.
ZENG T H. Conceptual discussion of a class of approximate equality and coherent superposition states of a single particle [J]. *College Physics*, 2016, 35(11): 20-23. (in Chinese)
- [6] ZENG T H, SUN Z Z, SHAO B. Statistical and strict momentum conservation[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2020, 59(1): 229-235.
- [7] ZENG T H, LI K, WANG F, et al. A unified explanation of some quantum phenomena[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2023, 62: 60.
- [8] 范乐乐,王锋,曾天海. 尝试用量子力学概念表述 Compton 散射的能量和动量守恒[J]. *物理与工程*, 2024, 34(4): 5-10.
FAN L L, WANG F, ZENG T H. Attempt at formulating the conservations of energy and momentum in Compton scattering with quantum mechanical concepts[J]. *Physics and Engineering*, 2024, 34(4): 5-10. (in Chinese)
- [9] 范乐乐,王锋,曾天海. 量子力学中的角动量守恒[J]. *物理与工程*, 2024, 34(5): 127-131.
FAN L L, WANG F, ZENG T H. Conservation of angular momentum in quantum mechanics[J]. *Physics and Engineering*, 2024, 34(5): 127-131. (in Chinese)
- [10] 刘兆斌,李凯,曾天海,等. 类氢原子核质量对电子状态的影响[J]. *物理学报*, 2021, 70, 070301: 1-6.
LIU Z B, LI K, ZENG T H, et al. Influence of hydrogen-like nucleus mass on electronic state[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70, 070301: 1-6. (in Chinese)
- [11] LI K, LIU Z B, ZENG T H. Variance measure of coherence of quantum pure states[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2019, 58: 3252-3258.
- [12] ZENG T H, LIU Z B, LI K, et al. Outgrowth of quasi pure states in isolated coupled-harmonic-oscillator[J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2021, 35, 2150075: 1-9.
- [13] KOCSIS S, BRAVERMAN B, RAVETS S, et al. Observing the average trajectories of single photons in a two-slit interferometer[J]. *Science*, 332: 1170.
- [14] 曾天海. 狄拉克与朗道关于量子测量观念的冲突与部分兼容的探讨[J]. *现代物理*, 2016, 6(6): 177-182.
ZENG T H. Discussion of the conflict and a partial compatibility between the measurement ideas of Dirac and Landau[J]. *Modern Physics*, 2016, 6(6): 177-182. (in Chinese)
- [15] LANDAU L D, LIFSHITZ E M. *Quantum Mechanics* [M]. 3rd ed. Elsevier (Singapore) Pte Ltd., 北京: 世界图书出版公司, 1999: 23-24.
- [16] BRAGINSKY V B, KHALILI F Y. *Quantum Measurement* [M]. Cambridge University Press, Cambridge, 1992: 12-15, 38-41.
- [17] JOHANSSON J R, NATION P D, NORI F. Qutip: An open-source python framework for the dynamics of open quantum systems[J]. *Computer Physics Communications*, 2012, 183(8): 1760-1772.
- [18] LI B, AHMED S, SARAOGI S, et al. Pulse-level noisy quantum circuits with QuTiP[J]. *Quantum*, 2022, 6: 630.
- [19] BANCHI L, BURGARTH D, KASTORYANO M J. Driven quantum dynamics: Will it blend? [J]. *Physical Review X*, 2017, 7: 041015.
- [20] FISCHER K A, TRIVEDI R, RAMASESH V, et al. Scattering into one-dimensional waveguides from a coherently-driven quantum-optical system[J]. *Quantum*, 2018, 2: 69.
- [21] DE MORAES NETO G D, TEIZEN V F, MONTENEGRO V, et al. Steady many-body entanglements in dissipative systems[J]. *Physical Review A*, 2017, 96: 062313.

(上接第 11 页)

- [11] BIANCHETTI R, FILIPP S, BAUR M, et al. Dynamics of dispersive single-qubit readout in circuit quantum electrodynamics[J]. *Physical Review A*, 2009, 80: 043840.
- [12] GUERLIN C, BERNU J, et al. Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting[J]. *Nature*, 2007, 448(7156): 889-U1.
- [13] JOHNSON B R, REED M D, et al. Quantum non-demolition detection of single microwave photons in a circuit[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(9): 663-667.
- [14] ZAGURY N, ARAGAO A, CASANOVA J, et al. Unitary expansion of the time evolution operator[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(4).
- [15] 曾谨言. 量子力学·卷 I [M]. 北京: 科学出版社, 2013.
ZENG J Y. *Quantum Mechanics: Volume I* [M]. Beijing: Science Press, 2013. (in Chinese)
- [16] SCULLY M O, ZUBAIRY M S. *Quantum optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.