

论波粒二象性

——“大道归一, 返朴归真”

I, 波粒二象性是微观粒子最基本的内禀性质

- 1, 此禀性是全部 QT 的物理基础
- 2, 此禀性是一次量子化的“始作俑者”

II, 此禀性是不确定性关系的物理根源

III, 此禀性是全同性原理的物理根源

- 1, 全同性原理
- 2, 此禀性是全同性原理的物理根源
- 3, 全同粒子的可区分性

IV, 此禀性是保证二次量子化成功的充要条件

V, 此禀性是 *Feynman* 公设的物理基础

VI, 此禀性必定导致 QT 的空间非定域性

- 1, 此禀性必定导致理论的空间非定域性
- 2, 空间非定域性导致塌缩与关联塌缩的因果矛盾

VII, 此禀性必定导致 QT 的纠缠叠加与或然性

※ ※ ※

I, 波粒二象性是微观粒子最基本的内禀性质

- 1, 此禀性是全部 QT 的物理基础

全部实验事实表明, 微观粒子的行为, 有时象经典物理学中粒子, 有时又象经典物理学中波动, 体现着波动和粒子二种图象。就是说,

全部 *QT* 物理学不过是表明，微观粒子具有波粒二象的性质。

看起来，“波粒二象性”的确是一个很不自然的、“二元拼凑”的说法。其实，这应当归责于人们习惯思维的逆向性质：人们非要使用宏观物理学的经典概念描述微观粒子行为。仿佛初学外语的人总习惯使用母语去理解外语，结果就成了“你的，饭的，吃了没有？”就像苏州西园罗汉堂中济公和尚那付“又哭又笑”的尴尬面孔。说到底，正是无数实验事实告诉了人们，微观粒子只是表现出“像”但其实不是经典物理学的“粒子”（作为抽象概念的“质点”，只是人造的“可名之名”，自然界中并不存在！），也不是经典物理学的“波动”。两种图象都只是在各自实验条件下“表现”出的“面孔”。微观粒子的面孔和表现其实都并不代表它们本身。认真说，**本身就是客观自在的本身，人们不能也无法脱离“实验表现”去抽象谈论那个“本身”。**

或许可以将微观粒子的禀性形容为：**聚而成形为粒子，以显形，以定位，以吐纳；散则成气显波动，以相干，以生灭，以导引。**只是这太空洞了。关于可道之道的量子力学，第 1 讲曾引用过 *Feynman* 的话：“**Young 双缝是量子力学的灵魂**”，现在最后一讲可以归纳为：“**波粒二象性是量子力学的灵魂**”。这是一个对立统一、圆融深邃、极富张力、充满活力的灵魂。且看下面逐步展开的解释。

由微观粒子具有波粒二象性质的基本观念出发，运用物理逻辑推理思维，可以推论出 *NRQM* 的三个基本特征¹：概率解释、不确定关系、量子化现象。这三种禀性如此基本，以致贯穿全部 *QT*！

¹ 详细分析可见：张永德，《量子力学》，北京：科学出版社，2010 年。§1.2.3。

再接下去，采用 5 条公设（波函数公设、算符公设、测量公设、基本方程公设、全同性原理公设）就能逻辑地支撑起 NRQM 框架。

2, 此禀性是一次量子化的“始作俑者”

众所周知，对 *Maxwell* 方程取极短波长近似就得到描述几何光学的程函方程。换句话说，主张轨道概念的几何光学可以从排斥轨道概念的 *Maxwell* 波动方程取极短波长极限得到。与此相似，从排斥轨道概念的量子力学取极短波长近似便得到主张轨道概念的经典物理学²。第 14 讲第 VII 节表明：只要相对而言可以不计较波动性，即当

$\frac{\lambda_{de\ Broglie}}{l} = \frac{\hbar}{mvl} \rightarrow 0$ 时，量子力学便经历简化过渡到经典力学。

但是，人们却基于人择原理的习惯思路，从经典物理学出发，主观经验主义的引入“一次量子化”，由经典力学“企图推导”（至少是“企图理解”）量子力学！这种“一次量子化”的“推导”完全是无逻辑的、“无厘头”的、逆向思维性质的东西。它有个经典类比：企图从几何光学逆向性的“企图推导”波动光学！

显然，这个“无厘头”东西的诞生，来源于人们总是习惯地从身边熟悉知识出发去理解新东西的这种惯性思维。而这个“无厘头”的物理根据还是微观粒子的波粒二象性质。正是微观粒子的波动性，借助了人们先入为主的经验主义，制造出这么个“无厘头”的“一次量子化”！至于在宏观世界，粒子质量通常很大，涉及的波长极短，只要不是超低温或是超高密度，波动性便可以忽略（第 11 讲第 II 节，第 14 讲第 VII 节）。

² 见上面注脚文献§2.4。其实，向经典过渡的通常相关论述有明显的局限性，见第 14 讲。

II, 此稟性是不确定性关系的物理根源

现在看看微观粒子波动性怎样导致不确定性关系。众所周知,
Fourier 积分变换理论中有个“*Fourier* 带宽定理”³: “令 *Fourier* 积
分变换的象函数和原函数分别为

$$F(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-ixy} dx, \quad f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(y)e^{ixy} dy, \quad (29.1a)$$

接着, 定义相对于任意固定值 x_0, y_0 的方差

$$(\Delta x)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_0)^2 |f(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2 dx}, \quad (\Delta y)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (y - y_0)^2 |F(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |F(y)|^2 dy}, \quad (29.1b)$$

于是就有如下不等式成立

$$\Delta x \cdot \Delta y \geq \frac{1}{2}. \quad (29.1c)$$

显然, 按照这个定理, 任何种类的波(弹性波、光波、……)都存在类似关系式。这是对波动过程进行 *Fourier* 分析所得的基本结论之一。

将这个数学定理用到 *de Broglie* 波上来, 由 $\psi(x)$ 、 $\varphi(p)$ 物理解释, 定义微观粒子坐标 x 和动量 p (相对于任选值 x_0 、 p_0) 的均方偏差:

$$(\Delta x)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_0)^2 |\psi(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx}, \quad (\Delta p)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (p - p_0)^2 (\varphi(p))^2 dp}{\int_{-\infty}^{+\infty} (\varphi(p))^2 dp} \quad (29.2a)$$

显然, $\psi(x)$ 和 $\varphi(p)$ 是积分核 $\exp(ixp/\hbar)$ 的 *Fourier* 变换对 ($y = p/\hbar$), 按照此数学定理立即得到: 不论粒子 *de Broglie* 波波包形状如何, 动量和坐标的两个均方根偏差乘积存在如下不确定性关系 (*Heisenberg* 不确定性关系):

³ D.C.香帕尼, 《傅里叶变换及其物理应用》, 陈难先,何晓民译, 科学出版社,1980。P.18。

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (29.2b)$$

于是，不论微观粒子处于何种状态，它的坐标和动量客观上就不能同时具有确切值，当然也就不能在同一个实验中将它俩都测准。

这是说，不确定性关系的物理根源在于微观粒子的波动性（更确切些，在于微观粒子波粒二象的内禀性质）。也正因为如此，它与相互作用无关，是个普适关系式：在任何量子物理实验中，都能分析出这一不确定性关系。随着研究对象向宏观领域趋近，如果问题容许取

极短波长近似 $\frac{\lambda_{de\ Broglie}}{d} = \frac{\hbar}{mvd} \rightarrow 0$ （以前有时不确切地简化提作 $\hbar \rightarrow 0$ ），

不确定性关系的作用消失，从 x 、 p 不能同时测准而“约略”成为能够同时“测准”了。

再次强调，这种不能同时测准是原则性的。不但实验上不存在能同时测准微观粒子位置和动量的实验方案，而且这个乘积本身客观上就有下限，并非任何实验方案欠周密、实验技术欠精密所致。关于不确定性关系，通常会有三个层次的理解：只是实验误差，可以逐步改进；虽是实验误差，但不可能改进；并非实验误差，当然不能被改进。最后的理解才是到位的理解。

分析到此，使人想起唐高宗时，皖鄂交界⁴黄梅东山（冯茂山）的禅宗五祖弘忍考察挑选衣钵传人的故事。其时上座弟子神秀和初入门下（37岁，还在后院做杂务）的慧能两人有偈语之辨。神秀先作

⁴ 附带提及，从隋末到唐开元—天宝期间，以皖西天柱山为中心的潜山、太湖、岳西三县和皖鄂交界处湖北黄梅，是中国禅宗盛传的区域。地区内坐落着禅宗的二祖庙，三祖庙，四祖庙，五祖庙。直至六祖，得五祖衣钵后去了广东，开创禅宗南派。神秀则成立禅宗北派。进入宋朝，禅宗与儒学相结合，使佛教发扬光大，完成了东传佛教的本土化。

偈：“身是菩提树，心如明镜台；时时勤拂拭，莫使惹尘埃。”慧能认为“知未见性”，续作两偈，其一为⁵：**菩提本无树，明镜亦非台；佛性常清净，何处染尘埃。**深悟禅宗识心见性要旨，得到弘忍秘传衣钵，成为禅宗六祖。这正是“本来不确定，何关测不准”。其实，何止不确定性关系，就连微观粒子位置概念本身，在将来精确到一定程度之后，也终究是“本身失意义，何关不确定”（参见第7、20两讲）。

III, 此禀性是全同性原理的物理根源

1, 全同性原理

首先，如果两个微观粒子的内禀属性（质量、电荷、自旋、同位旋、内部结构及其它内禀性质）相同，就称它们为两个全同粒子。两个全同粒子可以处在不同的动力学状态。然而，两个内部结构相同而仅仅内部激发状态不同的复合粒子（比如，处于基态和激发态的氢原子），有时就不能视作全同粒子。

由于微观粒子具有波动性，两个或多个全同的微观粒子存在置换对称性，呈现出置换效应这种特殊相干性。这种置换对称性陈述为如下原理：

[微观粒子全同性原理] “系统中全同粒子因实验表现相同无法分辨。如果设想交换系统中任意两个全同粒子所处状态和地位，将不会表现出任何可以观察的物理效应。一句话，微观粒子全同性便是全同微观粒子无法分辨性。”

既然全同微观粒子体系中各粒子“原理上”彼此不能分辨，如果

⁵ 《敦煌新本六祖坛经》，上海古籍出版社，1993年。

改变它们的（纯粹人为外加的）编号顺序，不应当导致可观察的物理效应。就是说，全部实验观测结果必须对编号置换为对称的！一般而言，量子体系可观测量分为两类：力学量的取值以及取值的概率。于是，**全同微观粒子体系的全部力学量算符，以及体系全部可观察概率，对任何粒子编号置换都是对称的**。简单推理即知，由这个论断可以得到如下两条重要结论⁶：

i, **体系的全部可观察量算符 $\hat{\Omega}$ 对于粒子间的置换 \hat{P} 完全对称；**

$$\hat{P}\hat{\Omega}\hat{P}^{-1} = \hat{\Omega} \quad (29.3a)$$

ii, **体系所有可能的总波函数 Ψ 对于粒子间的置换要么全对称，要么全反对称，不存在其它类型的状态。即有**

$$\hat{P}\Psi = \pm\Psi \quad (29.3b)$$

其次，究竟什么样粒子的全同粒子体系用全对称波函数，什么样粒子的全同粒子体系用全反对称波函数呢？*QED* 中，*Pauli* 依据 *Lorentz* 变换和相对论性定域因果律⁷，证明了现在称作的 ***Pauli* 基本定理**（见第 16 讲）。由此定理又导出 ***Pauli* 不相容原理**：**组成一个体系的两个全同 *Fermion* 不能处于相同的状态上**。因为这样一来，反称化使体系的总波函数为零。

全同性原理不仅是 *NRQM* 的第五公设，更是微观世界普遍规律，适用于从低能到高能全部 *QT*⁸。原理导致一种由于波函数对称化或

⁶ 详细参见，比如，张永德《量子力学》，北京：科学出版社。第六章。

⁷ 必须不违背普遍的定域因果性原理——两件类空间隔（ $|\Delta l| > c\Delta t$ ）事件彼此应当没有因果关联。即，此原理主张，相隔为类空间隔的两个测量可以独立进行，互不干扰；有此间隔的两个物理场算符应当彼此对易。

⁸ 张永德，《量子力学（第二版）》，北京：科学出版社，2010。第六章。

反称化所造成的可观察的纯量子效应——交换效应。

2, 此禀性是全同性原理的物理根源

全同性原理的物理根源是微观粒子的波粒二象性。特别是, 它和微观粒子的波动性有深刻的内在联系。

可以说, 微观粒子波动性, 反映在单个粒子身上就表现为一对正则共轭量之间的不确定性关系, 否定了质点概念和轨道运动概念, 由于干涉而呈现出量子化现象; 反映在全同粒子之间关系上就是全同性原理, 就是原理所主张的全对称或全反对称量子纠缠, 使两个或多个全同微观粒子出现置换对称性, 实验上表现出交换效应, 体现了波动性在全同粒子之间的影响。

经典物理学中原则上不存在(完全相同的)全同粒子。并且, 由于宏观粒子的 *de Broglie* 波波长极短, 即便存在“全同”的宏观粒子, 原理上也可以对它们进行分辨和追踪, 交换效应并不存在。但在量子力学中, 两个全同粒子——比如两个电子的情况完全不同。由于电子具有波粒二象性, 特别是它的波动性, 导致不确定性关系, 使得轨道概念失效, 在 *de Broglie* 波波包演化重叠区内(如果也不存在其它可供鉴别的守恒量子数的话), 肯定出现它们坐标不再具有确定值, 原理上就无法分辨测量塌缩中所得粒子谁是谁。某个时刻的定位对追踪并无帮助。重叠区域越大, 以后时刻越不容易分辨和追踪它们。这些说明, 微观世界里的全同粒子, 一旦它们波包有重叠而又没有守恒的内禀量子数可供鉴别, 波动性将肯定使它们失去“个性”和“可分辨性”, 出现交换效应。

正因为全同性原理植根于微观粒子的内禀属性，它对全部量子理论都是正确的。正因为原理和微观粒子内禀属性紧密关联，所以不少人认为它不能算作独立公设，而只是量子力学基本观念的一个推论。

3, 全同粒子的可区分性

原则上对任何全同粒子体系都应当作对称（反对称）化。但常常由于各种原因，交换效应不存在或不显著，而不必作这种对称（反称）化。于是判断交换效应何时存在、何时不存在，对澄清物理概念和简化计算都很重要。特别当末态测量方案复杂多变时尤须如此。

全同性原理干涉效应(交换效应)存在的充要条件是：对末态测量分解之后相应交换矩阵元不为零，

$$\text{交换矩阵元} \propto \langle f | \Omega | i \rangle \quad (29.4)$$

详细些说，如果从初态 $|i\rangle$ 经过相互作用 $\hat{\Omega}$ ，到测量投影末态 $|f\rangle$ 的全过程中，不存在任何“广义好量子数”可供鉴别标记。物理上这等于原理上彼此不可分辨。一旦可以用某种办法分辨，交换作用就消失。**总之，粒子不可分辨性和交换效应存在性二者紧密关联，同时存在。**

这里说的“广义好量子数”的“好”是指：**这些广义好量子数不被最后实验观测所干扰。**因为，这些交换矩阵元不仅与初态 $|i\rangle$ ，相互作用 $\hat{\Omega}(1,2,\dots)$ 有关，而且与测量方案，即分解投影后的测量末态 $|f\rangle$ 有关——就是说与观测内容和测量方法有关！只当两粒子存在某种取值不同的量子数或特征，这种量子数或特征能从初态 $|i\rangle$ 态穿过 $\hat{\Omega}$ 到 $|f\rangle$ 态全过程保持不变情况下，交换矩阵元才为零，体现干涉的交换效应才消失。与此同时，两个粒子当然已经可以分辨。反过来说也如此，

这些论述在全同粒子散射中可以得到佐证。在两个波函数空间分布重叠情况下，如果两个电子各自自旋 s_z 取值不同并且在演化中守恒，则由于波函数自旋部分的正交性，本来可以根据它们 $s_{zi} (i = 1, 2)$ 取向来分辨它们，但最终可否分辨还要看测量的物理量与 σ_z^i 是否对易而定：最后观测方案使末态朝向 σ_z^i 本征态的塌缩，两个电子仍然可以根据 s_{zi} 的取向来分辨。这时有否反称化实际效果相同；但如果测量的量与 σ_z^i 不对易，相应分解时有关交换项就不会消失，存在交换效应。换句话说，这时两个电子在这种测量中将不可分辨。所以，**即便过程中两粒子有取值不同并且守恒的量子数作为标记，它们究竟可否分辨最终还要看如何进行测量和塌缩，即选择何种末态而定。**

这里说的“广义好量子数”的“广义”是指：包括波包分布彼此空间分开等特征。当两个波函数 $\varphi_1(\vec{r}_1 t), \varphi_2(\vec{r}_2 t)$ 的空间分布不重叠，即它们定义区域没有交集时，实际上两个空间波函数的交换积分等于零，

$$\int \varphi_1^*(\vec{r}_1 t) \varphi_2(\vec{r}_1 t) d\vec{r}_1 = 0 (i = 1, 2)$$

若交集很小，这项数值也很小。这时有和没有对（反）称化结果是一样的。于是两个全同电子在原理上便可以（用区域 A 和 B ）来分辨，交换效应消失。

下面就空间波函数重叠问题，区分三种情况作进一步补充分析：

第一，两个全同粒子的空间波函数在演化中从不重叠。这时两个全同的粒子原理上可以区分，不存在交换效应，有否对称化（或反称化）结果一样。但如果涉及它俩的历史，则由于也许还存在自旋量子纠缠，是否能够区分仍然不确定。

为论述简单，不考虑有内禀量子数可供区分的情况，仅就空间波函数单一角度而论：波动性越明显，波函数空间延展越大，来源于交换作用的干涉效应就越显著；而粒子性越明显，波函数的空间延展越小，这种干涉效应就越小。于是，依照空间波函数有完全（或基本）重叠、部分重叠，不重叠等各种情况，自然界包容了：从微观粒子的“原理上不可能区分”，到宏观粒子的“原理上能够区分”这两个相互排斥的论断，纳入了自己的统一体。或者说，微观世界的前者包容了宏观世界的后者作为自己的特例。

但是，如果将只考虑空间波函数重叠的片面结论绝对化，陈述为“粒子的不可分辨性密切关联于粒子的非定域化”⁹就粗糙了。因为，**i**，即便这种非定域化是过去的事，现在粒子之间已经很好的定域化，以致可认为它们是彼此分离的（如全同粒子散射后），但也许存在其它内禀自由度的量子纠缠，未见得一定可以分辨谁是谁；**ii**，即便两个粒子的波包如此好的重叠，以致可认为是很好非定域化的，但如果从给定的初态一直到（依赖于测量方案的）末态存在守恒量子数，则仍然可以分辨谁是谁。

第二，不论在重叠区内（分束器情况）或走出重叠区之后（全同粒子散射情况），即便全同粒子原先处于不同的量子态或不同的内能状态，如果在相互作用过程中没有守恒的相异量子数可资鉴别，就无法分辨它们谁是谁。即便在过程中有守恒的相异量子数可资鉴别，也

⁹ 注意，许多量子力学书把空间波函数重叠与否作为可区分的唯一标志。这是不全面的，这忽略了其它自由度作用，以及量子纠缠空间非定域性效应。比如见，L.I.席夫《量子力学》，人教社，1981。P.423；梅西亚《量子力学II》，科学社，1986年，P.100；等等。

要看最后如何观测而定：a) 如果观测过程所测力学量与守恒量子数的力学量对易，测量并不干扰这些量子数守恒，最终就可以用这些量子数来鉴别。例如，除上面关于电子自旋的守恒分析之外，内部激发能级不同的复合粒子，若过程的相互作用和最后的观测都不影响复合粒子的内部状态，就可以用它们内能状态的不同来区分它们。还例如，光子分束器中，如果实验观测方案不是符合测量而是观测光子的极化状态，观测中两个光子的极化状态全程不受干扰，就可以用两个光子的极化状态区分它们。b) 如果测量过程所测力学量与守恒量子数的力学量不对易，这一类末态测量将干扰这个量子数的守恒（经相干分解之后再塌缩），已不能用这个量子数作为鉴别，经测量之后两个粒子已不可区分，表现出相应的交换效应。这在前面电子散射的自旋和光子分束器符合测量等观测实验中都已说明了。也可以换一种说法，如果它们内禀量子数都相同，或是其中有些原先不同但经过相互作用已不再守恒（也许总量还守恒），或是在相互作用中虽然守恒但由于最后实验观测的干扰而不守恒，则不论在重叠区内还是走出重叠区之后，都是不能够区分它们谁是谁。内部状态不同的复合粒子，如果在散射中或是在测量时有牵连到内能的相互作用，就必须当全同粒子看待，否则不必当全同粒子看待。

第三，演化出了重叠区之后经某种实验安排又再次相遇。这时发生干涉的充要条件依然是它们具有不可分辨性，也就是它们经过路径和内部状态都不能够区分。

最后，附带指出两点；

第一，不同种类微观粒子之间不存在干涉，因为不同种类微观粒子的波函数不能相加减。

第二，*Dirac* 的提法：“每个光子只与它自己发生干涉，从来不会出现两个不同光子之间的干涉¹⁰”是不全面的。弱光束入射的光学 *Young* 氏双缝实验情况确是如此，但当入射束强度增强，或是其它相干散射情况，未必仍如此。全同性原理就主张，两个或多个全同粒子之间由于直接或间接相互作用而发生量子纠缠，或是空间波包因演化而发生重叠，使总波函数对称化或反称化，加之在包括观测过程在内的全过程中不存在可分辨的某种东西，这种对称化或反称化就会在这类观测中表现出来，导致交换作用的干涉效应。这就是根源于全同性原理的全同粒子之间的干涉效应。两个（自旋指向相同的）中子并不容易产生干涉，除了它们之间不确定的位相差之外，主要是它们 *de Broglie* 波波长很短，加之中子束的单色性难以做得很好，以致它们空间波包十分狭窄，难于“相遇”重叠的原故。比如将两个中子的动量很好的单色化，这就展宽了它们在行进方向上的波包尺度，增加了它们空间相干长度，使波包有较好的空间重叠，就容易让两个中子发生相干叠加，或是发生全同粒子散射。这一思想首先由 *Rauch* 教授提出并在中子干涉量度学实验中实现¹¹。

IV, 此稟性是保证二次量子化成功的充要条件

有关内容详见第 12 讲第 V、VI 部分，下面只作简要叙述。

二次量子化方法共计两条规定：i, 将普通场量函数替换为非对

¹⁰ 参见 *P.A.M. 狄拉克*, 《量子力学原理》, 科学出版社, 1965 年。第一章, P.9。

¹¹ *H.Rauch and S.A.Werner, Neutron Interferometry, Oxford University Press, Oxford, 2000.*

易的场算符。替换的主要内容就是规定对易规则，并将经典 *Poisson* 括号替换为量子 *Poisson* 括号，

$$\{A, B\}_{P.B.} \Rightarrow \frac{1}{i\hbar} [\hat{A}, \hat{B}]$$

$$\psi(\vec{r}, t) \rightarrow \hat{\Psi}(\vec{r}, t); \quad \pi(\vec{r}, t) \rightarrow \hat{\Pi}(\vec{r}, t)$$

$$[\hat{\Psi}(\vec{r}, t), \hat{\Psi}^+(\vec{r}', t)] = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

$$[\hat{\Psi}(\vec{r}, t), \hat{\Psi}(\vec{r}', t)] = [\hat{\Psi}^+(\vec{r}, t), \hat{\Psi}^+(\vec{r}', t)] = 0$$

ii, 维持原来方程形式不变，只将其中普通函数替换成场算符。这实质是规定了场算符的时空传播规律。

对 *Schrodinger* 方程情况，可以严格证明：这种“二次量子化”“程式”正是将单粒子 *Schrodinger* 方程转换为该粒子全同多粒子 *Schrodinger* 方程。所以这种“二次量子化程式”并不是一个假设，而只是对这种转换过程的一种简便约定。

但是，将这个“二次量子化程式”推广开来，用于相对论的 *Maxwell* 场方程，以及单粒子所有 *RQM* 方程，得到它们量子场方程，这是实质性的重大推广。这种推广可以将量子理论从粒子数守恒的力学理论扩张到可以考虑粒子转化的更广大领域。总之，二次量子化方法是建立微观世界全同多粒子系统动力学理论的正确途径。

从物理上看，这样做能够获得成功，前提是需要那个场的描述对象具有波-粒二象性和全同粒子性。这才可以用这个方法建立它们的全同多粒子动力学理论。大家知道，这正是所有相对论量子力学方程所描述的微观粒子共同具有的性质，也正是这些方程能够被成功推广的物理基础。

V, 此稟性是Feynman公设的物理基础

前面第 14 讲第 VII 节说过, 如果可以认定某个过程中微观粒子波动性消失——(相对) 极短波长近似,

$$\frac{\lambda_{de\ Broglie}}{l} = \frac{\hbar}{mvl} \rightarrow 0$$

则描述此过程的量子力学便过渡到经典力学。这时全空间的路径积分自然会塌缩、简并、回归到轨道运动。所以说, Feynman 路径积分公设的物理基础也是微观粒子波动性。Feynman 公设讨论详见第 26 讲第 V 节。

VI, 此稟性必定导致QT的空间非定域性

1, 此稟性必定导致理论的空间非定域性

可以想象, 多粒子体系的纠缠态在进行联合测量时, 塌缩与关联塌缩所表现出的超空间关联性, 以及 Feynman 公设中对全体路径积分, 等等 QT 的所有空间非定域现象都和微观粒子的波动性密不可分。这里再次指出, 如果微观粒子只具有经典的粒子性, 不存在波动性, 这些现象将肯定不会出现。

2, 空间非定域性导致塌缩与关联塌缩的因果矛盾

这里集中分析塌缩与关联塌缩的因果关联问题。不少人主张关联塌缩是非物理的(事物), 他们想以此来规避塌缩与关联塌缩之间因果性的讨论。于是他们主张, 信息是物理的, 不传递信息的过程就不是物理的过程。由于Bell基关联塌缩本身没有传递信息, 所以是非物理的。如果Bob不知道Alice广播的经典信息, 就不知道Alice的测量结果, 也就无法(在不破坏手中粒子状态情况下)知道自己手中粒子的

状态。这听起来似乎有点道理。

可以推导：i，就统计平均意义而言，A方进行任何测量过程，对B状态没有影响；ii，在A、B已协商确定测量方案的基础上，对A做或没做单次测量，对B的状态也没有影响。于是，B单凭自己对B的测量，无法知道A方做了什么样的测量，甚至也无法知道A方做没做测量。于是有结论：量子系综的统计测量信息必定遵守相对论性定域因果律，不存在瞬间传递的可能。

实际上，就算经典物理学如此，平均意义上的量子统计也如此，但就单次测量而言，A方实施怎样的测量方案，对B状态是有影响的。因为如何测量A，涉及B向怎样的末态投影（但这并不影响B的密度矩阵，也即就统计平均而言对B状态没有影响）。这意味着，量子涨落过程情况不一定是这样。正如同下面分析Feynman公设中体现出的那样：**量子涨落可以破坏定域因果律。这种在单次测量中瞬间被传递过去的“什么东西”并不遵守定域因果律！**

总之，通过量子通道确实是传过去了“部分信息”。否则，即便听到Alice广播，Bob又能有什么作为？！就是说，更为合理的是应当承认“关联塌缩”是客观存在的现象，是一种（迄今尚未了解的）物理过程——虽然Bob不能发现，但Alice已经知道！人们不能因为Bob不知道“关联塌缩”的内容就否定其客观物理实在性！

关联塌缩与相对论定域因果律矛盾分析：首先，QT认为，塌缩与关联塌缩是同一体系的同一事件，无所谓相对论的“类空、类时间隔”问题。其次，QT又认为，塌缩与关联塌缩不存在因果关系。

但事实是，两个粒子毕竟处在不同的空间点上，理应将它俩的测量塌缩与关联塌缩两件事认作类空间隔，这会更自然、更具说服力。而且，两件事之间应当存在因果关系。因为塌缩地点配置有测量仪器，而关联塌缩地点则没有——这件事是绝对的、与观察系无关。然而，这样一来将出现重大矛盾，i，如果这种同时性是绝对的 → 将与RT矛盾——RT认为，同时性是相对的。若是绝对的，塌缩与关联塌缩便可用作不同参照系之间绝对时钟的校正；ii，如果这种同时性是相对的 → 也将与RT矛盾——RT认为，类空间隔时序可变，所以总会存在这样一类Lorentz参考系，在其中观察，有测量仪器在旁边的测量塌缩的时刻在后，无测量仪器在旁边的关联塌缩的时刻反而在前。这种时序颠倒难以接受。

VII, 此禀性必定导致 QT 的纠缠叠加与或然性

根据第 24、26 讲， QT 的相干叠加性、量子纠缠性与或然性都是来源于微观粒子的波动性质。这里也不再复述。