

# 量子论发展道路的历史回顾

Friedrich Hund

如果玻尔是位律师,或者由于某种原因,当时未曾作出过一个或者更多个重大发现,那么,物理学家还是能够踏在其他人的工作所建立的基础上达到一个完整而内在一致的量子论的。有些未曾走过的道路,也许会使事情发展得比实际发生的更快。

历史的实际进程是一个复杂的网状结构。虽然科学的发展不象政治历史那么复杂,因为在科学里有着更多的来自研究对象本身的内在一致性和制约性;但是在科学史中,伴随着这种一致性与可推断性,还是一样有它的机遇性和偶然性。现在让我们来考察一下,在量子论实际所走过的那些不同道路上,它的成长究竟在多大程度上是必然的,又在多大程度上是偶然的。

图1以十分简略的方式显示了量子论的几条发展路线和一些主要事件:如普朗克的能量子(1900),爱因斯坦的光量子(1905),他对比热的认识(1907),玻尔对光谱、原子模型和量子三者结合(1913),德布罗意物质波(1923),矩阵力学(1925),薛定谔方程(1926),而最后在图的最右端是内在一致的量子力学。

我们将分别来考察这每一条路线。我们可以这样来提问:如果某些偶然的事件并未发生,那么事情将会变得怎样呢?例如,设想玻尔变成了一位律师而不是一位物理学家,那情况

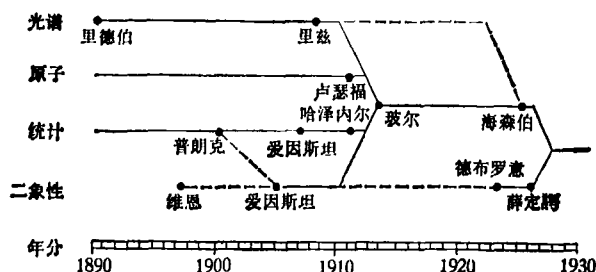


图1 不同的道路,主要是光谱分析、原子结构、统计力学和热力学以及光与物质的波粒二象性,引导到我们今日所认识的量子力学

会怎样。

## 光谱

谱线的频率是两个“项”的差,而项的条理要比频率的条理简单得多。对于简单光谱,约翰纳斯·里德伯在1890年左右(图1)就已知道了这一点。他的写法等同于:

$$\nu = \frac{R}{(n_1 - \alpha_1)^2} - \frac{R}{(n_2 - \alpha_2)^2} \quad (1)$$

对于项,他得出了如下的著名图表:

1s	2s	3s	4s	...
	2p	3p	4p	...
		3d	4d	...

而且至少早在1893年的时候,他已把频率排列成矩形形式,而这种矩形排列后来可能就被称为“矩阵”。但是,在里德伯走的这一步和把项解释为原子状态之间,竟中断了达二十年之久。这是为什么呢?

无疑,方程式(1)过于特殊。方程中的 $\alpha$ 在同一项系中并不准确是一个常数,而且 $R$ 也不是对所有元素都数值完全一样。由于这原因,有些卓越的光谱学家就不喜欢它。只是过了很久(1908年)以后,华尔特·里兹才给出了一个普遍形式:

$$\nu = f(n_1 \dots) - f(n_2 \dots) \quad (2)$$

弗里兹·帕邢立即采用了它,并且发现了许多新的谱线。但是方程式(2)也没有受到物理学家的多大重视。我们从弗里德里希·哈泽内尔所走的那条错误道路将会看到所以没有受到重视的原因所在,而且,我们从莱翁·罗森菲尔德那里得悉,玻尔只是在完成他著名的1913年文

章之前几个星期才注意到这个方程式(2)。

现在假想普朗克并没有发现作用量子，爱因斯坦也没有想到光量子。那么我们一定会这样提出来问：方程式(2)是否与粒子运动的有赖于能量(或其他运动常数)的频率  $\nu(E, \dots)$  有关？这方程(2)是不是通往不同于宏观动力学的原子动力学的关键？如果是这样，那末经典频率(泛音)  $\tau\nu_1(E)$  与方程式(4)中实际频率之间的对应不会是那么遥远的事了。经典关系  $\nu_1 = dE/d\phi$  及其(对一个自由度而言的)

$$\phi = \oint p \cdot dx \quad (3)$$

至少对路德维希·玻耳兹曼学派(例如对哈泽内尔)是所熟知的，因而下列关系应该是可以建立起来的：

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \tau\nu_1(E), \quad \nu = f(n) - f(n - \tau), \\ \nu_1 &= dE/d\phi, \quad \nu_1 = \Delta f/\Delta n, \end{aligned} \right\} (4)$$

$$E = hf, \quad \phi = hn, \quad (5)$$

而这关系就将是一个与玻尔的对对应原理和早期量子论相似，但没有普朗克和爱因斯坦的量子论。同样，也将不会有太大困难可以从氢原子光谱系

$$\nu = \frac{R}{n_1^2} - \frac{R}{n_2^2}$$

认识到能量  $E \propto -1/n^2$ ，以及当  $n$  很大时频率

$$\nu \propto \frac{dE}{dn} \propto \frac{1}{n^3},$$

从而导致关系

$$\nu^2 \propto |E|^3,$$

而这是库仑力场中经典运动的一个著名关系。这体系将是一个没有卢瑟福的氢原子量子论。但历史并不是沿着这条道路行进的，另一些事物发展得更快。

由于从对应原理的早期量子论到矩阵形式的量子力学有着一条逻辑上的通道(一条众所周知的通道)，所以我们可以说，以光谱规律作为仅有的经验基础，就可以导致完整的量子理论。

### 原子

完善的量子论能使我们谈论原子而不会发生矛盾。经典物理学只给我们提供了原子的各

个互相矛盾的不同侧面。但在量子论初期，除了光谱以外，原子并不是一个关键问题。

在二十世纪初，原子的化学性质在物理学家看来一定非常奇怪。那时，周期表已差不多填满，原子序数之类的重要性已被普遍认识。但是象 2, 8, 8, 18, 18 等表征周期长度的数字，却不能当作打开量子论之门的一把钥匙看待。而今在我们已经到了故事的终结之后，才知道  $N=2n^2$  与电子的自旋和泡利不相容原理有关。而与一般量子力学的基本原理毫不相干。

在本世纪初，物理学家除了知道原子中含有电子外，对于原子的构造几乎一无所知。但此后不久，他们至少对每一种元素的原子都具有一个确定的电离能这一点已有所感觉。在卢瑟福模型(1911)建立以前，这个感觉以及原子的稳定性和唯一性还没有成为尖锐的问题。它们是玻尔的中心问题。

### 统计学

有一些现象也许与原子有关，但并不取决于原子的特殊结构。它们得由温度来解释。

1900年，威廉·汤欧孙，即开尔文勋爵把关于比热的法则称为两朵“漂浮在热和光的动力学理论天空的乌云”之一。根据均分定律，每一个粒子必须对比热的动能部分提供  $\frac{3}{2} T k$

的能量，但比热的实际值一般要比这低。温度低时，比热要减小，这在当时是不清楚的。但我们可以想见，几年以后，物理学家——没有普朗克和爱因斯坦——可能也会想到有些自由度在温度低时会进入睡眠状态，而只有在温度高时才会对能量有所贡献。于是振子仅仅在  $T/\nu$  足够大时才有贡献，而这样一个条件不可能用别的方式而只能用

$$kT/h\nu > 1 \quad (6)$$

来表述。对于转子，只有在  $TI$  足够大时才有贡献( $I$  为转动惯量)。这个条件是

$$kTI/h^2 > 1. \quad (7)$$

在这两个例子中，测量给我们指出了  $h$  的数量级为  $10^{-27}$  尔格·秒。

但是在 1900 年前后，黑体辐射提供的信息

比之比热要多。因此，量子论开始时所面临的问题实际就是“为什么一块冷铁不会发光？”(洛伦兹在 1911 年的提法)这个问题。当普朗克写出

$$\phi = \oint p \cdot dx = hn \quad (8)$$

作为相平面上面积这一规则时，他关于简谐振子的假设就更能为人们所理解。这个规则是普朗克在 1906 年作为一个补充注释提出来的，而且在 1911 年的索尔瓦伊会议上特别加以强调。哈泽内尔领会了它，并且把它推广到了任何一个具有一个自由度的系统上去。由于对经典力学中的一个自由度系统，大家知道存在着关系

$$dE = \nu(E)d\phi, \quad (9)$$

哈泽内尔就写出了如下一个量子条件：

$$\int_{E(n-1)}^{E(n)} d\phi = \int_{E(n-1)}^{E(n)} dE/\nu(E) = h, \quad (10)$$

用以计算具有任何一种经典依赖关系  $\nu(E)$  的系统的能级  $E(n)$ 。到此为止，我们只谈到了统计物理——所谓量子统计，而还不是量子动力学。由于在经典统计中，统计权重或配容数决定于相平面上面积，所以方程式(8)或(10)可以称为关于统计的对应原理。

这些大多没有做错，因而哈泽内尔理应可以得到一个关于频率的对应原理的。他在方程式(9)那里有一把钥匙，但是他迷失了方向。根据氢原子的巴耳末公式

$$\nu = R \frac{n^2 - 4}{4n^2}, \quad (11)$$

他对  $dE = h\nu dn$  通过积分而计算了氢原子的能量  $E(n)$ ，并得到

$$E(n) = Rh \frac{n^2 + 4}{4n},$$

这结果，象我们现在所知道的，与实际情况毫不相干。

虽然在 1911 年人们也已知道帕邢系

$$\nu = R \left( \frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right),$$

但哈泽内尔没有把方程式(11)的右边看作是两项之差。要不然，他就不会把  $\nu = dE/d\phi$  照本宣读而看作是一个与

$$\nu = \frac{1}{h} [E(n) - E(n-1)]$$

相应的类比了。我们看到，要在正确方向上前进两步是多么困难。从 1913 年起彼得·德拜也曾用过方程式(8)这个量子条件，并且在哥廷根大学的讲课中把这方程置于中心地位。但是在他能够参考玻尔的工作之前，他一直没有把这应用到光谱上去，也就是说，他把他的量子论局限于统计方面。

我们看到，与温度的依赖关系可以导致一大部分量子物理，但是要把方程式(10)中的  $\nu(E)$  与动力学性质联系起来，就需要有一个关于实际频率的经验事实——组合原则或者以差值形式出现的氢光谱系。不幸的是，哈泽内尔没有意识到这个要求。

#### 光的二象性

维尔黑尔姆·维恩为了阐明自己的空腔辐射公式

$$W \propto \nu^3 e^{-h\nu/kT}, \quad (12)$$

于 1897 年讨论了如下一个模型：一种气体由分子组成，分子的速度  $v$  与频率  $\nu$  有关。于是从统计和维恩位移定律就可以导出方程(12)和能量  $E \propto \nu$ 。但他并不把它写成

$$E \propto h\nu. \quad (13)$$

1905 年爱因斯坦用了其能量如方程(13)所示的那种光子，以一种更加确定的方式解释了维恩公式[方程(12)]。

X 射线实验表明，频率愈高作用愈强；光电效应也指出了同样的结果。因此，促成量子论的第二个问题便是：“为什么我长时间坐在一只热的火炉旁边而不会成褐色？”约翰纳斯·斯塔克思想开阔，很有抱负，写了大量的文章。对原子过程的定性特征，也有一种灵敏的感觉。他早期认为速度越大的电子穿过原子所用的时间越短，因而产生的辐射频率越高；由此出发，他在两个方向上运用了方程

$$h\nu = \Delta E, \quad (14)$$

一个是辐射能量转变为原子系统的能量，另一个是电子能量转变为辐射(1907)。至于他在多大程度上独立于爱因斯坦，那就难以判断了。

当然，从方程(14)到完整的量子论所走的一步，将会对计算原子系统的能量  $E(n)$  提供一个象对应原理那样的方法。

从相积分到矩阵，其中

$$\phi = \oint p dx = hn \quad (15)$$

就是用以计算符合对应原理的能值  $E(n)$  [设想一个和  $\nu(E)$  有单一关系的系统] 的一个指令。事实上，当能量函数  $E(n)$  愈趋光滑时，

$$\nu = \frac{1}{h} [E(n) - E(n - \tau)]$$

实际的频率也愈来愈接近经典频率：

$$\nu = \tau dE/d\phi.$$

从玻尔的对对应原理到维尔纳·海森伯形式的量子力学，中间隔了大约十二年时间，尽管从前者到后者的道路是相当连贯一致的。之所以花这样长的时间，可以用与光谱有关的许多特殊问题来解释，如反常塞曼效应和与自旋的耦合有关的谱线多重性，泡利原理和一些基本的量子理论。这些错综复杂的问题是难于解开的，而种种更为特殊的现象则把人们从正路上引开了。

相积分方法不仅在计算多粒子系统时失败了。方程(15)的方法及其对多自由度的推广有着它内在的不一致性。在计算中，人们用了一部分系统的或者一个近似系统的经典频率，而这些频率实际是不存在的。在向量子力学发展的过程中，这些频率由量子频率替代了。

另一个内在不一致性，可以用一个自由度的简单系统，例如非谐振子来说明。用方程(15)计算能量时，用的位势  $V(x)$  只在  $V(x) \leq E$  的范围以内(图2)，但是一个特定量子态的一些实际特性，例如频率，却与比之更低和更高的态有关，就是说，也与  $V(x) \geq E$  范围内的位势有关。因此，在一些象图3所示的系统中，可以预料，方程(15)会产生很大的偏差。看来，没有为这种系统去考虑过改进对应原理。

从矩阵力学到更一般的物质波量子力学表示，德布罗意和薛定谔的道路并不一定必要。例如，保罗·狄拉克就更多地用代数方法来处

物理

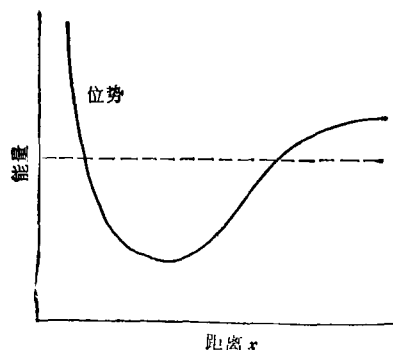


图2 相积分计算只考虑位势小于或等于系统能量的区域而忽略了势阱外的位势

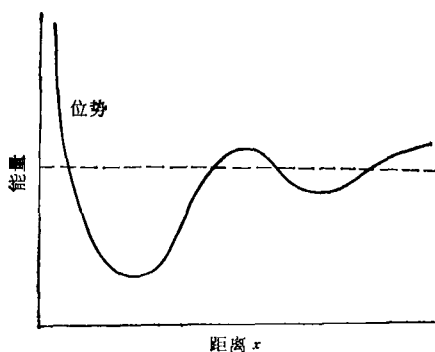


图3 更精确的处理需要在计算时考虑阱外的位势及系统的较低及较高的状态

理量子力学。马克斯·玻恩和诺勃特·维纳则用算符而不用矩阵，而1926年玻恩在美国讲学时，一位年轻听众卡尔·埃卡特用  $\hbar\partial/i\partial q$  代替  $p$  而满足了对易关系

$$i(pq - qp) = \hbar.$$

但在“校样里加的附注”中，他不得不说，薛定谔在一篇刚发表的文章中已做了同样的事情。

### 物质的二象性

有好几条可以通向物质波或物质场理论的途径：显示物质射线束干涉的实验，化学力，原子的分立态，以及和光的类比。但是，要用物质来获得清晰的干涉图样，技术上要比用光或X射线困难得多。要从短程化学力出发建立一个以原子为物质的场方程肯定也过于困难。

德布罗意的相应于粒子运动的相波概念，显然有两个来源：1918—1922年间，马塞尔·布里渊有一个想法，认为原子的古怪性质必定

与以太在核附近的一个特殊状态有关；德布罗意是知道这些想法的。另一个来源是与光的类比。而薛定谔是受了德布罗意的影响。

一条比薛定谔所走的更合乎逻辑的道路，是从相对论不变性出发，导出一个非相对论的“经典”的物质场论，比如其中包含这样一个场方程：

$$-\frac{1}{2\lambda}\Delta\psi + \zeta U\psi - i\frac{d\psi}{dt} = 0,$$

$U$  是电势， $\zeta, \lambda$  是二个物质常数。当然，这可能是一个正确的理论，因为其中不包含基本粒子。但是把它作为一个具有粒子常数  $m = \hbar\lambda$ ， $e = \hbar\zeta$  的单粒子方程看时，它就是薛定谔方程。要从一个物质的场论到达一个描写多体的薛定谔方程，就必须把场加以量子化，而场的量子化确实在粒子量子化之后曾被发明，而且没有它也不可能有这个发明。

然而，为什么物质的场论没有来得更早呢！回答可能是：爱因斯坦发现的光的二象性，在康普顿效应（1922）发现以前，没有被其他物理学家所认真对待，而爱因斯坦本人则又太忙于广义相对论的研究。

要是没有德布罗意，物质波也会问世。光的二象性为物质的二象性提供了先例。威廉·杜安的 1923 年论文就显示了这种可能性。

### 这意味着什么

我们研究科学史是为了更好地理解科学本身。例如，谈到量子论时，就会产生这样一个问题：应该怎样去讲授它。当然，这要决定于听众的水平和教师的爱好。我现在太老，已不适于教学，但在过去的年代里，我更喜欢这样一种做法，在物质和光的粒子形式方面与场形式方面保持一定的对称关系。当然，我知道物质场在某些方面要比电磁场来得逊色，但是我也看到，没有物质场就没有一条好的通往物质的相对论量子论的途径。

从逻辑上讲，通常的（非相对论）量子力学可以单独从粒子性方面来建立，也可以单独从场方面来建立。在处理量子力学时，也许从粒子性方面入手（粒子的正则变量，对易关系，薛定谔方程）更为可取。但是处理与理解是有区别的，而理解已不再是纯粹的物理了。

（朱亚宗译自 *Physics Today*, August 1966, pp23—29, 王福山校）

## 强场托卡马克 Alcator C 取得重大进展

对于热化的氘-氦等离子体，只有当其离子密度  $n$  和能量约束时间  $\tau$  之乘积  $n\tau$  超过  $6 \times 10^{13}$  秒厘米<sup>-3</sup> 时，等离子体产生的聚变输出功率才能大于为了保持等离子体的高温状态所需要的输入功率，此判据称为劳逊判据。达到或超过劳逊判据，是二、三十年来核聚变研究工作者的奋斗目标。

去年 11 月美国麻省理工学院的 Alcator 组宣布，Alcator C 在等离子体为流为 800kA 条件下，利用注入高速冷冻氦丸的技术，在氦等离子体内获得了

$$n\tau \approx 8 \times 10^{13} \text{ 秒} \cdot \text{厘米}^{-3}$$

的结果<sup>[1]</sup>。据推测，如用氘-氦等离子体， $n\tau$  可超过劳逊判据，但目前中心温度（1.5keV）比“收支平衡”所需的温度还低五倍。

Alcator C 是一种强场托卡马克装置，其大半径为 64 厘米，小半径为 16.5 厘米。在通常情况下，Alcator C 中的离子热导反常地大，致使能量约束时间极短，但

用气枪似的气动注入器将 1 毫米长的冷冻氦丸以 1000 米/秒的高速注入到 Alcator C 等离子体后，发现等离子体的密度骤然增高，约束时间显著延长。其机制还不清楚，据推测很可能是，由于将高速氦丸注入到了等离子体柱的芯部，将等离子体的密度轮廓变成了峰值在等离子体中心附近的密度轮廓，从而改变了热导性质，使热导的反常性“恢复”到了经典性。而利用注入氦气的传统方法注入的氦，只能停留在等离子体柱的边缘，不能获得这样有利的密度轮廓，因而也就不能使热导减小。应该指出，Alcator C 的结果仅直接适用于欧姆加热的装置，对于利用其它辅助加热手段的装置是否适用，尚不得而知。注入氦丸这种方法，不仅对实验室实验装置提高约束时间有利，对托卡马克反应堆可能也是一种很有用的补充燃料的方法。

（李银安）

[1] *Physics Today*, 37-2(1984), 20.