

LIANGZILIXUEJICHUJIAOCHENG

量子力学基础教程

【英】J.L.马丁 著

米新宾 冯茂仁 刘民谦 译



河南

量子力学教程

[英] J. L. 马丁 著

米新宾 冯茂仁 刘民谦 译

朱自强 校

河南大学出版社

量子力学基础教程

[英] J. L. 马丁 著
米新宾 冯茂仁 刘民谦 译
责任编辑：朱自强

河南大学出版社出版
(开封市明伦街85号)
河南省新华书店发行
山东东明印刷厂印刷

开本：850×1168毫米 1/32 印张：9.875 字数：248千字

1991年8月第1版 1991年8月第1次印刷

印数：1—1000 定价：4.90元

ISBN7-81018-040-1/O·2

译 者 的 话

国内量子力学教材，包括自己编著的和翻译的已有多种，但像J.L.马丁这样在二百有零的篇幅内深入浅出地把量子力学形成的思想脉络、概念发展、方法论的改变介绍得如此清楚的确也并不多见，这就是译者把这本书奉献给国内读者的原由。

马丁的书有它的特色，一是紧紧抓住对应原理来展开量子力学的讨论，这对初学者无疑是十分有益的，它使初学者不致于把量子力学和前面所学的经典物理完全割裂。朗道十分注意这一点，可惜他的量子力学内容太多太深，很难用作大学生教材；它的另一个特点是抓住几个量子力学实例，在不同层次上作介绍，就像解剖麻雀一样，逐步深入。从中心力场引出氢原子，一直写到氢光谱的超精细结构，就是其中一例；本书还十分重视之后的实际应用，所举实例除了为介绍基本理论所需之外，都是以后在量子力学应用中经常遇到的一些概念和方法，箱中粒子、谐振子等都阐述得十分精彩。

本书对全同粒子、散射问题没有介绍，事实上要想在一本薄薄的册子中介绍量子力学各方面的内容也是不可能的，何况在大学本科中讲散射态主要是在其应用和技巧方法。

总之，本书有其鲜明的特色，是一本值得借鉴的好书。这个中译本是在译者之一在教学中试用作主要参考书而初步译成后，又经其他两位同志补充修改而定稿的。但限于译者的水平和能力，鱼鲁之误，势必难免，敬请读者不吝指正。

1990年12月

序 言

量子力学的基本规则其实并不复杂，问题在于遇到的障碍是不熟悉的。确实，物理学中在不能用通常方式处理的领域内，我们没有理由期望日常经验在这里会有什么帮助，这点很容易理解。然而，要懂得这一点所花的时间却要用世纪来计算，只是在较近一些年物理学家才被迫接受了“通常”的力学在处理宇宙或原子尺度现象时必须加以修正。量子力学主要是处理原子尺度中的问题，而且它在本质上是统计性的，处理的是几率问题。而对几率本身许多人有着心理上的屏障，连爱因斯坦都坚决反对在一个理论系统中要如此地诉诸机会。

前三章是讲量子力学的基本规则，反复用同一个也是唯一的例子来作说明，这就是一个光子的偏振态。在此阶段所用数学尽可能简单，这对一个可能在概念上有很严重困难的课题来说是要紧的，可以不致把事情弄得更糟。

学好前三章不等于会用量子力学。量子力学的规则可以很简单，但是应用范围却十分广泛，而且有些问题的求解还远超出当今数学的专门知识。为了能成为一个熟练的量子力学者，他必须要熟悉适用于更普遍系统的技巧，要懂得为什么像能量、动量这样的经典概念会在量子力学中再次出现。此类题材及其应用，特别是应用在电子自旋、氢原子和谐振子等方面，把我们一直带到本书的第11章。

能严格求解的实在的量子问题是极少数，所以以下六章是论述更常用的近似方法。这里我力图对每种方法给出实在的应用，目的是要说明它们都具有真正的价值。本书结尾简洁地略述了几个

量子力学中的诸多难题，这些难题从量子力学一开始就折磨着搞量子理论的哲学家。

虽然本书是脱胎于皇家学院本科生的两门课程，不过它不是讲义的简单扩充，多数题材写得深入得多。全书注重量子原理的谨慎和精确的叙述，所用数学只要能达到这个目的就不再更复杂化。本书不追随历史发展，尽管她有吸引人的一面，例如她涉及到25年的探索和错误尝试。我感到学生最好在学了1925年薛定谔模型后再来学1913年的玻尔模型，这样可以更全面地感受到玻尔方法的光辉和不足。

散在课文中的习题是为了鼓励读者适当地经常实践他掌握的内容。有时候一个习题的结果在以后课文某处要用到，这不应导致什么困难。当需用的技巧在许多数学方法书中都能找到时，书中就不重复了，只是列在数学必备表中。

显然，这样一本书在相当程度上要归功于他人。我特别要向和我进行过有益讨论的同事们尤其是勃其教授致谢。我也要向众多的已出版的量子力学著作表示感谢，这些书全列不可能，列几本又不公平。我感谢‘今日物理’编辑允许我在133页和156页所作的引证，感谢伦敦大学计算中心极有用的DIMFILM程序及FORTRAN程序为本书打出了16到18章中部份用图。

J. L. 马丁

于伦敦 皇家学院 1981年4月

目 录

第一章 基础部分.....	(1)
为什么需要量子力学.....	(1)
光电效应.....	(2)
平面偏振光.....	(3)
平面偏振光子.....	(4)
数学准备.....	(5)
量子态的特性.....	(7)
用态矢表示状态.....	(8)
此形式的物理解释.....	(9)
表示并不唯一.....	(12)
任意相因子.....	(13)
圆偏振光.....	(14)
第二章 力学量.....	(16)
为什么需要力学量.....	(16)
数学准备.....	(16)
测量的可能结果.....	(21)
平均值.....	(23)
对应原理.....	(25)
光子的角动量.....	(26)
不确定性.....	(29)
测不准关系.....	(31)
不相容性.....	(32)
第三章 运动方程.....	(36)
为什么需要运动方程.....	(36)
量子动力学.....	(36)

旋光性	(38)
定态	(40)
平均值的运动方程	(42)
第四章 一维量子粒子 基础部分	(44)
什么是量子粒子	(44)
量子粒子状态的表示	(44)
自由粒子的薛定谔方程	(47)
在外势场 $V(x)$ 中的单粒子	(48)
平均值	(49)
位置和速度	(50)
动量 力和能量	(52)
本征值问题	(54)
自由粒子的定态	(56)
海森伯测不准原理	(58)
第五章 一维量子粒子 几个例子	(60)
能谱	(60)
作圆周运动的粒子	(61)
角动量	(63)
简谐振子	(63)
势阶	(65)
势阱	(68)
Kronig-penney模型	(71)
虚能级	(74)
第六章 三维量子粒子	(81)
三维薛定谔方程	(81)
力学量	(82)
三维自由粒子	(83)
戴维逊-革末实验	(85)
第七章 史特恩-盖拉赫效应和电子自旋	(88)
史特恩-盖拉赫实验	(88)
电子极化 问题的实质	(89)

泡利矩阵	(90)
任意方向单位矢量 \mathbf{l} 的力学量分量 $\sigma_{\mathbf{l}}$	(92)
电子自旋	(93)
电子并不自转	(95)
电子波函数	(95)
史特恩-盖拉赫效应 薛定谔方程	(98)
史特恩-盖拉赫效应的量子解释	(99)
第八章 球对称势场中的量子粒子	(102)
球对称势场中的薛定谔方程	(102)
数学准备	(103)
角动量 \mathbf{l} 的意义	(108)
量子数 m 的意义 角动量 z 的分量	(111)
能谱的本质	(112)
自由粒子	(114)
第九章 氢原子的束缚态	(117)
含两个粒子的系统	(117)
分离成质心运动和相对运动	(119)
氢原子的能级	(121)
插点数学	(122)
题外话 在重力场中的粒子	(124)
氢原子的能级 结论	(127)
能级和光谱	(129)
氘原子的光谱	(130)
玻尔的旧量子论	(131)
简并度	(133)
精细结构	(134)
电子自旋	(136)
反冲和多普勒增宽	(138)
第十章 狄拉克符号	(141)
为什么要引进一种新符号	(141)

一维粒子狄拉克符号的建立	(142)
狄拉克 δ 函数	(145)
算符	(148)
表象	(150)
电子自旋 \hat{m}_s 表象	(153)
箱中的粒子	(154)
三维无自旋粒子 笛卡尔表象	(157)
三维无自旋粒子 极坐标表象	(158)
电子	(159)
直接积	(160)
随时间的变化	(161)
第十一章 谐运动	(162)
谐振动的重要性	(162)
定态 直接法	(163)
处理简谐振子的代数公式	(165)
定态 代数法	(166)
跟 \hat{S} 表象的联系	(169)
几乎刚性的双原子分子	(173)
简正模式	(176)
处理量子正则模式的处方	(179)
量子	(183)
声子	(184)
光子	(185)
第十二章 本征值微扰理论	(190)
微扰方法的基本概念	(190)
非简并能级的一级漂移	(191)
接近理想的谐振子	(192)
接近理想的谐振子 代数方法	(193)
分立本征值的二级漂移	(195)
接近理想的谐振子 二级修正	(198)
接近理想的谐振子 直接法	(200)

氢原子基态的极化率.....	(202)
第十三章 本征值微扰理论 简并情况.....	(206)
E_0 简并时会怎么样.....	(206)
氢原子的斯塔克效应.....	(208)
正常塞曼效应.....	(211)
反常塞曼效应.....	(213)
隐 δ 函数.....	(214)
氢原子基态的超精细结构.....	(218)
第十四章 含时微扰论.....	(223)
为什么需要含时微扰论.....	(223)
参数变分法.....	(224)
含时薛定谔方程的近似解法.....	(225)
史特恩—盖拉赫实验.....	(227)
跃迁几率.....	(231)
共振.....	(232)
费米黄金规则.....	(235)
第十五章 电偶极子辐射.....	(240)
偶极子辐射.....	(240)
自发发射.....	(241)
自然线宽.....	(244)
选择定则.....	(245)
各向异性辐射.....	(247)
氢原子的斯塔克效应和塞曼效应.....	(248)
受激跃迁.....	(252)
相干性.....	(253)
第十六章 变分近似.....	(255)
基本原理.....	(255)
箱中的粒子.....	(256)
含几个参量的试探波函数.....	(259)
用线性组合作试探波函数.....	(261)
对箱中粒子的最后讨论.....	(264)

第十七章 变分近似 两个实例	(267)
中性氦原子的基态	(267)
范德瓦尔斯引力	(271)
试探波函数	(271)
积分计算	(272)
范德瓦尔斯力 初次尝试	(276)
范德瓦尔斯力 一个好的试探波函数	(280)
第十八章 经验是直观感觉的大敌	(285)
量子力学被接受的程度	(285)
量子粒子是什么	(286)
云室中的径迹	(286)
菲涅尔干涉实验	(290)
对氢原子的探测	(294)
关联性的讨论	(295)
附录 标准积分	(301)
物理常数和换算因子	(302)

第一章 基础部分

为什么需要量子力学

牛顿力学奠基到现在大约有300年，麦克斯韦电磁理论方程组的建立也已有100多年了。直到十九世纪末叶，人们还普遍认为牛顿力学和麦克斯韦方程组是物理学基本规律最后的完善表示形式，未来的科学进展仅是对此作次要的改进和提供更精确的解。这种信念不无道理，因为直到那时为止，牛顿力学的成功一直都是慰为壮观的。当时，甚至有人说下一代将不会再有什么发现了。然而，1904年开尔文把黑体辐射中明显的不可克服的困难就称作“十九世纪最后二十五年中笼罩在卓越的光和热的分子理论上的一朵乌云”。确实，愈来愈明显，那些糟糕的实验结果正在迫使理论要作重大变更，这件事一直延续到1925年确立了“新”动力学的最终形式后才告完成。此后，基本概念尚无什么改变。

按照我们现在的观点，也许牛顿力学最重要的特征是它是“决定论”的。这就是说，如果在某一特定时刻，我们知道了一个物理体系所处状态的各种细节，那么从原则上讲我们就能够预言在此后任一时刻所作观测的精确结果。然而，要弄清物理世界是否确实是决定论的，就必须借助实验来判断，而在原子水平上的实验显然提醒我们，物理世界并不是决定论的（至少在意义上并不象以上描述的那样）。所以，牛顿力学就需要修正。

那么牛顿力学为什么会那样成功呢？量子力学的一个重要特征是注意到，先前被认为是连续的一些基本物理量只能取一套分立值。例如角动量的取值是基本单位 \hbar 的整数倍 $\frac{1}{2}\hbar = 0.527 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒），而不能取其它值。这个“自然”单位与“平常”的角动量相比小得几乎令人难以想象，因此忽略它并不奇怪。一般说来，对于那些足够大或足够重的体系，其量子效应是可以忽略的，所以使用牛顿力学是正确的，比如铁路上的火车，或者甚至是只要能在光学显微镜中看到的粒子等等。

关于量子力学是一成不变，还是象牛顿力学那样需要修正，这类问题谁也说不清楚，不过科学的历史告诉我们，任何理论，不管它看起来多么完善，多么合理，我们也最好不要认为它是必然的终极。

光电效应

光电效应是经典理论不能解释的现象中的一个很好的例子。1888年Hallwachs发现紫外线可以使带负电的金属板不带电，不久人们就了解到这个结果是由于金属表面逸出电子造成的。十年后，Lenard研究了这种现象，他所得到的结果用当时的理论无法解释。他证明了对于频率为 ν 的单色光，逸出电子的动能不会超过一个最大值，这个值线性地依赖于 ν ，即

$$\text{动能}(K.E.) \leq h\nu - E_0$$

h 应是一个普适常数①（ $\sim 6.6 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒），而 E_0 则依赖于被照射的金属。按经典理论，人们期望这个最大动能将随入射强度的增加而增加，但是，事实并非如此。也许更令人吃惊的是，对于频率太低（ $h\nu < E_0$ ）的辐射，不论辐射多么强烈，也

①普朗克常数，它是普朗克出于统计力学的考虑引入的常数，这个常数贯穿于微观物理学的整个领域。

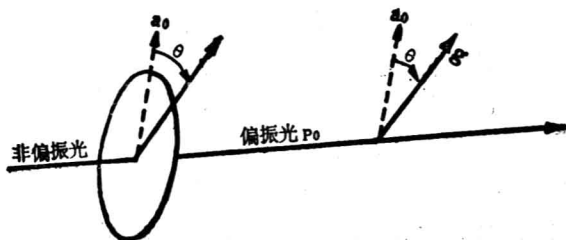
没有一个电子逸出。

1905年爱因斯坦对这一现象提出了一个量子解释，直到今天也仍然有效。在此现象中，把单色光束看成是一束光子，每个光子都带有相同特定数量的能量 $h\nu$ ，当光束中的一个光子和金属中的一个电子相互作用时，这个电子就可能逸出，其动能不大于 $h\nu - E_0$ ，这里的 E_0 是克服表面的势垒所需的最低能量。这种光子描述完全符合观察到的效应。对于这种现象的所有经典解释，由于它们排斥单色光束中能量的分立性，所以就都失败了。

平面偏振光

偏振光的性质为我们提供了一个有用的例子，今后将反复地用它来说明问题。设想有一均匀的单色准直光束。这样的光束虽然具有确定的频率、方向和强度，但也并不是完全确定的，仍然可取各种可能的偏振状态。我们将从平面偏振光开始讨论。

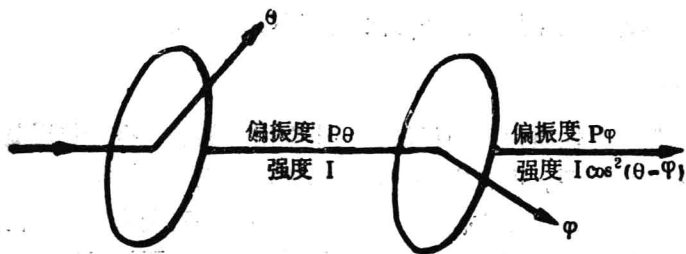
如果光束中的电矢量 $\mathbf{E}_{电}$ 处处平行于某个矢量 \mathbf{a} ， \mathbf{a} 本身垂直于光的传播方向，那么这束光就是平面偏振光。 \mathbf{a} 的方向可以方便地用 \mathbf{a} 和固定矢量 \mathbf{a}_0 之间的夹角 θ 来确定，我们称相应的偏振为 P_θ 。在 $0 < \theta < \pi$ 的区间内，对每个 θ 只有一个偏振态 P_θ ，注意， P_θ 和 $P_{\pi-\theta}$ 是同样的偏振态，因为说矢量 \mathbf{a} 的取向就并不中肯。



获得偏振角为 θ 的偏振光的一种方法是让光通过一个适当取向的平面起偏器（比如尼科耳棱镜或偏光滤光片）。习惯上我们称产生偏振 P_θ 的平面起偏器的取向为 θ 。

平面偏振光子

光电效应这类现象使我们把 P_θ 偏振光看成是一束光子，然后我们说这束光中的每一个光子都处在“状态” $\textcircled{1}P_\theta$ （见第7页）。



考虑下列已知的实验事实：令具有偏振 P_θ 的一束单色光与一个以 ϕ 角度放置的起偏器相遇，那么：

(1) 出射光束具有偏振 P_ϕ （正如已知的那样）；

(2) 出射光束仍然是单色光，频率也无改变；

(3) 出射光束的强度改为原来的 $\cos^2(\theta - \phi)$ 倍。事实(2)暗示出在与起偏镜相遇前后光束都是由能量为 $h\nu$ 的光子组成的；事实(3)仅仅暗示出通过起偏镜后尚能存在的光子的比率为 $\cos^2(\theta - \phi)$ 。这使我们从而联想到对于单个光子，应该是：

一个处于状态 P_θ 的光子经过取向为 ϕ 的起偏镜之后（所以此时光子处于态 P_ϕ ）尚能存在的几率 $\left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{一个处于状态} P_\theta \text{的光子经} \\ \text{过取向为} \phi \text{的起偏镜之后} \\ \text{（所以此时光子处于态} P_\phi \text{）} \\ \text{尚能存在的几率} \end{array}} \right\} = \cos^2(\theta - \phi)$

这里，几率一词的实际含义是比率，在量子力学中始终都是这

$\textcircled{1}$ 本书将始终以黑体字表示给出一个概念的名称，此处不一定是第一次提到这个概念。

样，因为在我们的心目中总是考虑着大量的等同情况，例如大量的光子射到一个起偏器上。现在可以明白，当我们用光子流来描述一束光时，想要避免不确定性这个概念就绝非容易了，通常不可能确定地对光束中任一特定的光子预言它的行为。

一个物理理论必须能够叙述和预言实验的结果，所以量子力学就必须能够处理几率。请注意

$$\cos(\theta - \phi) = \cos\theta\cos\phi + \sin\theta\sin\phi \quad (1.1)$$

它为寻求恰当的描述形式提供了一个线索，因为它使人联想到，对一个偏振态应该有一对数字（矢量）和它联系起来。

$$P_\theta \leftarrow (\cos\theta, \sin\theta) \quad P_\phi \leftarrow (\cos\phi, \sin\phi)$$

也就是态 P_θ 用 $(\cos\theta, \sin\theta)$ 来表示。这样几率就可以写成两个矢量的“标量积”[式(1.1)]。这并不是巧合，在用到量子力学的各种场合下，理论与实验之间都是用此类标量积的表达式来连结的，而且这是唯一的连结方式。

所以，量子力学采用的技巧是矢量代数和它的推广，以便适用于更复杂的情况。由于这些技巧能够在别的书上找到，所以在本书中就只能随时罗列一些这方面的“数学准备”。

数学准备

一个有 n 个分量的列矢是 n 个按顺序排列的复分量，习惯上写成一竖列

$$c = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix}$$

列矢的厄米共轭是行矢，其分量是列矢分量的复共轭 c_i^* ，习惯上写成水平一列