场论与粒子物理学

上 册

李政道 著

科学出版社

场论与粒子物理学

上册

李政道 著

科学出版社
1980

内 容 简 介

本书是作者根据在美国哥伦比亚大学和中国科技大学研究生院讲授本课程的讲义修改补充而成，由相对独立而又有相互联系的三部分构成：I. 量子场论，主要讨论场的量子化，S 矩阵的微扰论计算方法及孤粒子等；II. 对称原理，讨论粒子物理中的各种时空对称性、内部对称性及有关的实验结果；III. 相互作用，主要讨论 SU_3 对称性、量子色动力学、夸克囚禁、孤粒子模型(或袋模型)、弱相互作用唯象理论、弱电统一理论及夸克-部分子模型.

学习本书只需具备一般的电动力学和量子力学的基本知识. 本书可作为大专院校物理系高年级学生或研究生的教学用书和教学参考书，也可用作理论物理和实验物理工作者很有用的参考书.

本书由 Harwood Academic Publishers
(Chur, New York, London, Paris) 同时出版英文版

场论与粒子物理学

上 册

李政道 著

*

科学出版社 出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1980年12月第一版 开本：850×1168 1/32

1980年12月第一次印刷 印张：9 3/8

印数：精 1—2,370 插页：精 3 平 2

平 1—3,970 字数：224,000

统一书号：13031·1420

本社书号：1961·13—3

定价：精装本 3.00 元

平装本 2.10 元

序　言

1979 年春天，承中国科学院钱三强副院长邀请，在严济慈副院长兼研究生院院长主持下，我在北京中国科技大学研究生院讲授了两门课程：《场论与粒子物理学》和《统计力学》，前者就构成了本书上、下两册的内容.

虽然这两门课程是我在美国哥伦比亚大学物理系经常教授的内容，但是，这次在北京的经历，至少对我来说，是很不平凡的. 第一是频率高，从 4 月 2 日至 5 月 18 日，几乎是天天讲课，而且每天长达三个小时. 第二是温度高，时届初夏，气温本已升高，更加上来自全国各地参加听课的科研人员、教学人员和研究生等共九百多人，济济一堂，以及他们强烈的求知热情，自然更使温度升高了一层. 此外，我讲课时因录象需要而安置的强烈灯光以及我对中文名词不熟悉和咬音不准而产生的焦急心情，也有助于温度的提高.

这次讲课如有成功之处，是和研究生院的组织工作分不开的；也和中国科学院外事局的热情照顾，并供给中药“胖大海”以润嗓子有密切关系，我谨借此机会表示谢意.

在北京讲课前，我曾委托中国科技大学研究生院把我的《场论与粒子物理学》的英文讲稿手抄本印发给学员们参考. 在讲课过程中，裘照明、夏仁立和曹南薇三同学又花了很多时间详细记录，本书就是参照他们的记录稿整理而成的，特此致谢. 可惜因为忙于别的事务，我只能阅读和修改了他们记录的前十五章讲稿. 因此，很希望读者指出其中的错误，以便再版时改正.

陈崇光先生积极地承担了全部讲稿的抄写、整理工作；赵保恒先生参加了整理核对工作，特别是上册第十六章和下册部分，是他和朱重远先生根据我讲课的录音、录象、讲义以及参考了裘照

明、夏仁立和曹南薇三同学的记录稿整理出来的. 可惜我因为本身工作较忙，未能抽出时间过目一遍，在这里特向他们致以谢意. 因此，这本书的优点应归功于他们的辛勤劳动. 科学出版社认真细致的态度和迅速的排印工作，也是值得特别感谢的.

李政道

1980年8月于纽约

目　　录

第二部分 粒子物理学

I. 对称原理

第一部分　场 论 简 引

本书书名是《场论与粒子物理学》，这里所说的场论是指定域场论．为什么要讲场论呢？因为它是研究粒子物理的主要理论工具．我们将会看到，弱作用和电磁相互作用的实验，证明了差不多在 10^{-15} 厘米长度范围内，定域场论是适用的．在更小的空间范围内，目前还没有充分的证据来证明定域场论的适用性．

首先讨论一下量纲．我们分别用 [M]、[L]、[T] 表示质量、长度和时间的量纲．在通常单位制中，[M]、[L]、[T] 是独立的．因此，以下一些常数的量纲是：

$$c: \ [c] = \frac{[\mathrm{L}]}{[\mathrm{T}]},$$

$$\hbar = \frac{1}{2\pi} \times \text{普朗克常数}: \ [\hbar] = \frac{[\mathrm{M}][\mathrm{L}]^2}{[\mathrm{T}]},$$

$$\text{精细结构常数}: \ \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}: \ [\alpha] = [1],$$

其中 e 为电荷，任何 A 的量纲以 [A] 表示．

为了使通常的方程 $A = B$ 成立，一个必要的条件是 [A] = [B]．但是，这种验证不一定要用三个独立的量纲，也可以只用一个，这就是我们要在本书中采用的自然单位制．在这个单位制里，取

$$c = \hbar = 1,$$

于是

$$[\mathrm{L}] = [\mathrm{T}],$$
$$[\mathrm{M}] = [\mathrm{L}]^{-1},$$
$$[e^2] = 1.$$

验证方程正确性的量纲方法仍然适用．在这个单位制里，并不失去任何关于量纲的信息，只须把 c，$\hbar$ 的适当组合放进去，就可以化成普通单位制．同样，在普通单位制中取 $c = \hbar = 1$，就得到自然单位制．后者的优点是比较简单

第一章　质点力学(复习)

§1.1　经 典 力 学

我们复习一下经典力学．记广义坐标为 $q_i(i=1,\cdots,N)$，即假定坐标空间的维数是有限的．例如，我们取的是 n 个质点，坐标空间的维数 $N=3n$．设拉氏函数为

$$L=L(q_i,\dot{q}_i). \tag{1.1}$$

如上式，以后 $\dot{q}_i$ 符号中的点都一概表示对时间 t 的导数．拉氏函数所满足的变分形式的方程为

$$\delta\int_{t_1}^{t_2} L dt=0, \tag{1.2}$$

其中 δ 表示在适当边界条件下变动广义坐标所引起的变动，这就是作用量原理．相应的拉氏方程为

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}-\frac{\partial L}{\partial q_i}=0. \tag{1.3}$$

定义广义动量 p_i 为

$$p_i\equiv\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}. \tag{1.4}$$

由此可以定义哈密顿函数为

$$H\equiv\Sigma p_i\dot{q}_i-L=H(p_i,q_i). \tag{1.5}$$

这个变换通常称做勒让德变换．[它在热力学中是经常用到的，例如把吉布斯热力学势变成亥姆霍兹自由能．]特别需要注意的是，L 和 H 所采用的自变量是不同的，前者是广义坐标和广义速度，后者是广义坐标和广义动量．

我们采用重复的下标或上标表示求和的惯例．于是 H 可简写为

$$H = p_i\dot{q}_i - L.$$

由拉氏方程及H的定义,可以推出哈氏方程为

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \quad \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}. \tag{1.6}$$

由(1.1)和(1.5)式,得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial L}{\partial q_i}\right)_p &= \left(\frac{\partial L}{\partial q_i}\right)_{\dot{q}} + \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}\right)_q \left(\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial q_i}\right)_p, \\ \left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\right)_p &= p_j\left(\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial q_i}\right)_p - \left(\frac{\partial L}{\partial q_i}\right)_p. \end{aligned} \tag{1.7}$$

考虑到(1.7)、(1.4)和(1.3)式,得

$$\left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\right)_p = -\left(\frac{\partial L}{\partial q_i}\right)_{\dot{q}} = -\dot{p}_i.$$

同样,

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p_i}\right)_q = \dot{q}_i + p_j\left(\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial p_i}\right)_q - \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}\right)_q\left(\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial p_i}\right)_q = \dot{q}_i.$$

这就证明了(1.6)式.

哈氏方程和拉氏方程是等价的. 哈氏方程的好处是其中只出现对t的一阶导数,而拉氏方程中则出现对t的二阶导数. 付出的代价是在哈氏方程中方程个数增加了一倍.

§1.2 量 子 化

现在来进行量子化. 在量子力学中,首先给定哈密顿函数$H(p_i, q_i)$,它是在对应的经典力学系统的哈密顿函数中把p、q当作算符而得到的. 我们先来确定算符的代数关系. 定义A和B间的对易子为

$$[A, B] = AB - BA,$$

那末,$p_i(t)$和$q_j(t)$间的对易子就是(记住我们采用的是自然单位制)

$$\begin{aligned} &[p_i(t), q_j(t)] = -i\delta_{ij}, \\ &[p_i(t), p_j(t)] = [q_i(t), q_j(t)] = 0, \end{aligned} \tag{1.8}$$

其中 δ_{ij} 为克朗尼克（Kronecker）符号：

$$\delta_{ij}=\begin{cases}1, & i=j\\ 0, & i\neq j.\end{cases}$$

在经典力学极限中，对易子就变成经典泊松括号。

从经典力学到量子力学的过渡，一个重要之点是：在经典力学中是实数的物理量，在量子力学中则是一个厄米算符，即一个和它自身的复共轭转置算符相等的算符．如果写成矩阵形式，即为

$$A_{ij}=(A^{\dagger})_{ij}\equiv(A^{*})_{ji}.$$

所以

$$q_i=q_i^{\dagger},\ p_i=p_i^{\dagger},\ L=L^{\dagger}\ \text{和}\ H=H^{\dagger}.$$

在经典力学中，p_i、q_i 随时间变化的关系就是哈氏方程．在量子力学中有海森堡方程：

$$[H, O(t)]=-i\dot{O}(t), \tag{1.9}$$

其中 $O(t)$ 是代表物理量的算符．它也是经典泊松括号在量子力学中的推广．

常常要提出来的一个问题是：在经典力学中 p、q 是可对易的，因此，它们在乘积中的次序是任意的．但当从经典力学向量子力学过渡时，p、q 在H的乘积项中的次序应如何确定？例如，

$$H_1=p^3q^2+q^2p^3,\ H_2=2pqpqp,$$

在经典力学中代表同样的系统，在量子力学中则不一样．我们的回答是：在量子力学中，它们代表了两个不同的系统，两者有着相同的经典极限．在一个确定的量子力学的物理系统中，算符相乘的次序应如何决定，要看其计算结果是否与实验相符，由此来决定那一个才是系统的正确的哈密顿函数．

例 1 谐振子

最简单的谐振子是频率为 1 的一维谐振子．它的拉氏函数为

$$L=L(q,\dot{q})=\frac{1}{2}(\dot{q}^2-q^2),$$

所以

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = \dot{q}, \tag{1.10}$$

$$H(p, q) = \frac{1}{2}(p^2 + q^2).$$

因此，在经典力学中利用哈氏方程，即得(1.10)和

$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q} = -q, \tag{1.11}$$

这两个式子就是经典谐振子方程．在经典力学中，所有这些函数的对易子都等于零，它们称为C数（commuting，即对易的）．

我们来进行量子化，即把上面式子中的C数换成q数(算符)，即有

$$-i\dot{p} = [H, p] = \frac{1}{2}[q^2, p]$$

$$= \frac{1}{2}(q(qp - pq) - (pq - qp)q) = iq,$$

从而

$$\dot{p} = -q.$$

注意到H的表示式中p、q是完全对称的，因此，在上述推导中，若作替换：

$$p \to q, \ q \to p, \ i \to -i,$$

则H不变，对易子也不变．从而

$$-i\dot{q} = [H, q] = -ip,$$

$$\dot{q} = p.$$

所以，谐振子的量子力学方程和经典力学方程在形式上是完全一样的．前者是从海森堡方程导出的，后者则是从哈氏方程导出的，这也说明了量子力学中的海森堡方程相当于经典力学中的哈氏方程．

我们进一步研究本征值问题．定义

$$a \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(q + ip). \tag{1.12}$$

由于q、p均为厄米算符，所以，a的厄米共轭为

$$a^{\dagger}=\frac{1}{\sqrt{2}}(q-ip). \tag{1.13}$$

显然，a不是厄米算符．q、p可以用a、$a^{\dagger}$表示为

$$q=\frac{1}{\sqrt{2}}(a+a^{\dagger}), \tag{1.14}$$

$$p=-\frac{i}{\sqrt{2}}(a-a^{\dagger}). \tag{1.15}$$

因为

$$[p,q]=-i,$$

所以

$$[a,a^{\dagger}]=1. \tag{1.16}$$

又由

$$\begin{aligned}a^{\dagger}a&=\frac{1}{2}(q-ip)(q+ip)\\&=\frac{1}{2}\{q^2+p^2-i(pq-qp)\}=H-\frac{1}{2},\end{aligned}$$

得到

$$H=a^{\dagger}a+\frac{1}{2}.$$

令

$$N\equiv a^{\dagger}a, \tag{1.17}$$

H可写为

$$H=N+\frac{1}{2}. \tag{1.18}$$

我们来考虑哈密顿算符的本征值问题，在物理中这组本征值常称为能量谱．我们要证明

$$H|n\rangle=\left(n+\frac{1}{2}\right)|n\rangle, \tag{1.19}$$

其中$|n\rangle$是H的本征态，n为非负整数．同时，如记最低能量态为$|0\rangle$，则

$$H|0\rangle=\frac{1}{2}|0\rangle, \tag{1.20}$$

且

$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}}(a^{\dagger})^{n}|0\rangle. \tag{1.21}$$

由(1.19)式我们看到，谐振子相邻能量本征值的差是相等的，且均等于1.

我们先证明(1.20). 取态 $|\rangle$，使它在 q 表象中的表示为

$$\psi(q) \equiv \langle q|\rangle \propto e^{-\frac{1}{2}q^2}.$$

因为在 q 表象中，p 为 $-i\dfrac{\partial}{\partial q}$，所以

$$a\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(q+ip)\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(q+\frac{\partial}{\partial q}\right)\psi = 0,$$

因此有

$$a|\rangle = 0,$$

$$N|\rangle = a^{\dagger}a|\rangle = 0,$$

$$H|\rangle = \frac{1}{2}|\rangle.$$

由于N是非负的，而我们已经找到了一个态$|\rangle$，使 $N|\rangle = 0$，所以0是N的最小本征值，相应的本征态 $|\rangle$ 记作 $|0\rangle$. 显然，$\dfrac{1}{2}$ 是H的最小本征值，而 $|0\rangle$ 是最低能量态.

我们用归纳法来证明(1.21)式中的 $|n\rangle$ 也是H的本征态. 假定 $|n\rangle$ 对 $n \leqslant n_0$ 是H的本征态，所以它也是N的本征态. 因为

$$Na^{\dagger} = a^{\dagger}aa^{\dagger} = a^{\dagger}(a^{\dagger}a+1) = a^{\dagger}(N+1),$$

又按(1.21)式，

$$|n_0+1\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_0+1}}a^{\dagger}|n_0\rangle,$$

所以

$$\begin{aligned} N|n_0+1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{n_0+1}}Na^{\dagger}|n_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_0+1}}a^{\dagger}(N+1)|n_0\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{n_0+1}}a^{\dagger}(n_0+1)|n_0\rangle \\ &= (n_0+1)|n_0+1\rangle, \end{aligned}$$