粒子物理和场论简引

上册

李政道 著

粒子物理和场论简引

上 册

李政道 著

阮同泽 汤拒非 译

科 学 出 版 社

1 9 8 4

内 容 简 介

本书是根据作者在美国哥伦比亚大学和中国科技大学研究生院授课时所用的讲义修改补充而成，由相对独立而又互相联系的三部分构成：I. 量子场论，主要讨论场的量子化，S 矩阵及孤立子等；II. 对称原理，讨论粒子物理学中各种时空对称性、内部对称性及有关实验结果；III. 相互作用，主要讨论量子色动力学，夸克模型，弱电规范理论等．上册包括 I. II. 部分，下册包括 III 部分．

学习本书只需要具备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或参考书，也可用作理论物理和实验物理工作者很有用的参考书．

T. D. Lee

PARTICLE PHYSICS AND

INTRODUCTION TO FIELD THEORY

Harwood Academic Publishers

粒子物理和场论简引

上 册

李政道 著

阮同泽 汤拒非 译

责任编辑 张邦固

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

*

1984年8月第一版　开本：850×1168 1/32

1984年8月第一次印刷　印张：10

印数：精 1—4,250　插页：精 3 平 2

　　　平 1—4,650　字数：260,000

统一书号：13031・2616

本社书号：3607・13—3

定价：布脊精装 2.60 元

　　　平　　装 1.90 元

中译本序言

这本《粒子物理与场论简引》是依据1979年春季我在北京中国科技大学研究生院的讲稿，曾由科学出版社先出版中文本．以后我再补充了一部分内容，使篇幅增加约三分之一，1981年出版了英文本，现再从英文本译成中文出版，以供国内读者参考．

汤拒非、阮同泽、庆承瑞和朱重远四教授承担了本书的翻译任务，由于他们认真的工作，使本书的中译本能够在较短时间内和国内的读者见面，我向他们表示衷心感谢．

李政道

1983年6月于纽约

译 者 的 话

根据李政道教授的建议，我们把1981年美国 Harwood Academic Publishers 出版的《粒子物理和场论简引》(Particle Physics and Introduction to Field Theory)一书译成中文，以供我国读者学习参考．其中第一章至第十二章由阮同泽译出．序言以及第十三章至第二十章由汤拒非译出．第二十一章至第二十二章由庆承瑞译出．第二十三章至第二十五章由朱重远译出．索引由汤拒非、阮同泽共同整理．

由于我们的水平所限，许多地方未能表达出李政道教授原著的精确含义．特别是其中还难免有舛误之处，希望读者不吝指出，以便使这一工作更臻完善．

阮同泽　汤拒非

庆承瑞　朱重远

1983年10月于北京

前　　言

1979 年春天，我应中国科学院的邀请在北京讲授粒子物理和统计物理. 讲课笔记的一部分（《场论与粒子物理学》）已在中国出版. 以后我又对粒子物理部分进行了增补，发展成了这一本书.

这一课程的目的是要把理论物理和实验物理的学生带到这个非常活跃和令人兴奋领域的最前沿. 由于听课的人有不同的背景，这本书是自成系统的. 只要可能，我就尽量按实际发展的次序而不是按公理化的次序来叙述. 所有的推导都显式地作出，这对一个比较有经验的读者来说，可能显得有点烦琐.

那些没有论述到的题目有：场论中重正化理论的详细情况，粒子物理中色散技术的应用，以及规范理论中非常漂亮的拓扑性孤立子解等. 幸而某些这类问题已经由 Bjorken 和 Drell 的《相对论量子力学》、《相对论量子场》* 和最近出版的 Itzukson 和 Zuber 的《量子场论》**讨论到了.

很多人对我提出了有价值的建议. 特别要感谢 N. H. Christ 和 A. H. Mueller. 对我来说，如果没有 Irene Tramm 的帮助，实质上也难以完成这一本著作.

李政道

1981 年 7 月于纽约

---

* 本书中译本已由科学出版社出版. ——译者

** 本书中译本将由科学出版社出版. ——译者

目　录

第一部分　场论简引

第二部分 A 粒子物理：对称性

第一部分　场 论 简 引

本书的主要目的是讨论粒子物理． 因为场论，特别是相对论定域场论是分析粒子物理的主要理论工具，因此我们将首先对它作一介绍．一、如我们将会看到的，通过弱相互作用过程和电磁相互作用过程，人们发现： 至少在大于 $\sim 10^{-15}$ 厘米的范围内，定域场论是适用的． 对于更小的范围，虽然还没有充分的实验证据说明是否适用，但我们假定它也是正确的．

作为开头，我们来讨论一下本书要用到的量纲．令 $[M]$、$[L]$ 和 $[T]$ 分别代表质量、长度和时间的量纲．其它物理常数的量纲可用这三个基本量纲表示出来．例如

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

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

$$\text{精细结构常数 } \alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}\text{：} [\alpha] = [1],$$

式中 e 是电荷，$[A]$ 代表 A 的量纲．

这三个独立的量纲单位可以任意选取． 在我们的讨论中，将采用自然单位制:

$$c = \hbar = 1.$$

因此有

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

物理学中任一方程，比如 $A = B$，必须满足 A 的量纲应当和 B 的量纲相同的要求： $[A] = [B]$． 表面上看来这种要求很初浅，但对检验方程的正确性很有用，特别是在冗长的计算中更是如此．在自然单位制里，由于只留下一个单位未被固定的量纲，比如说 $[L]$，但人们仍可以用这种量纲上的考虑来作检验之用．

下面我们记三维位置矢量为 $\boldsymbol{r}$，四维位置矢量的分量为 $x_k = \boldsymbol{r}_k (k=1, 2, 3)$ 和 $x_4 = it$. 在希耳伯空间(见第 15 页)中的矢量用右矢量 $|a\rangle$ 或相应的列矩阵 $\psi(a)$ 来代表；它的共轭是左矢量 $\langle a|$ 或 $\psi^{\dagger}(a)$. 两矢量 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的标量积是

$$\langle a|b\rangle = \psi^{\dagger}(a)\psi(b) = \sum_n \psi_n^*(a)\psi_n(b),$$

式中 † 表示厄米共轭，* 表示复数共轭，而对 n 的求和遍及 ψ 的全部分量.

第一章　有限自由度系统的力学

1.1　经典力学

首先让我们考虑一个经典的粒子系统，它的广义坐标是 $q_i(i=1, 2, \cdots, N)$. 例如在三维空间中我们有 n 个粒子，则 $N=3n$. 假设拉格朗日量为

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

式中 $\dot{q}_i$ 表示 q_i 对时间的导数. 拉氏运动方程由变分原理

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

给出，其中 δ 表示变分，它以初始和终了时刻 t_1 和 t_2 时 $\delta q_i = 0$ 为边界条件. 这是众所周知的作用量原理，它导出运动方程的拉氏形式:

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

广义动量 p_i 为

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

于是系统的哈密顿量由下式给出:

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

联系 $L(q_i, \dot{q}_i)$ 和 $H(q_i, p_i)$ 的变换叫勒让德变换，这里将 L 看成是 q_i 和 $\dot{q}_i$ 的函数，H 是 q_i 和 p_i 的函数.

我们将经常采用这样的约定，即对重复指标是要求和的. 因此，(1.5) 式可以简单地写成

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

从 (1.3)—(1.5) 可以立刻得到运动方程的哈氏形式:

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

1.2 量子化

其次我们来讨论这个系统的量子化. 假定对于一个经典系统哈密顿量已经给定,为了对这个系统进行量子化,首先把 $q_i(t)$ 和 $p_i(t)$ 看成是满足下列对易关系的算符:

$$[q_i(t), p_j(t)] = i\delta_{ij}$$

和 (1.7)

$$[q_i(t), q_j(t)] = [p_i(t), p_j(t)] = 0,$$

其中 $[A, B] = AB - BA$, δ_{ij} 是克罗内克尔符号

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

从经典力学过渡到量子力学时, 每个物理可观测量变成一个厄米算符. 如果我们把一个厄米算符用它的矩阵形式表示, 那末它的矩阵元满足

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

式中 †表示厄米共轭,* 表示复数共轭. 因此有

$$q_i = q_i^\dagger, \quad p_i = p_i^\dagger, \quad L = L^\dagger \text{ 和 } H = H^\dagger. \tag{1.8}$$

在经典力学中, q_i、p_i 对时间的依赖关系是由哈密顿方程给定的. 在量子力学中,任一算符 $O(t)$ 对时间的导数 $\dot{O}$ 由海森堡方程

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

确定. 将H看作 q_i 和 p_i 的多项式,当 $O(t) = q_i$ 和 p_i 就可验证海森堡方程可以导出相同的哈密顿方程[见下面的例子].

在经典力学中 q_i 和 p_i 相互对易. 因此从经典的哈密顿量 $H(q_i, p_i)$ 过渡到它的量子力学形式时会产生混淆. 比如在经典力学中,

$$H_1 = p^3q^2 + q^2p^3 \quad \text{和} \quad H_2 = 2pqpqp$$

代表着两个全同的系统,但是在量子力学中,它们相应于不同的哈密顿量. 因此我们要问: 我们应当选取哪种形式? 回答是这样