

相对论 量子场

[美] J. D. 比约肯 著
S. D. 德雷尔



科学出版社

相 对 论 量 子 场

[美] J. D. 比约肯 著
S. D. 德雷尔

汪克林 郑希特 章正刚 译

朱栋培 校

科 学 出 版 社

1 9 8 4

内 容 简 介

本书是《相对论量子力学》一书的姊妹篇。这两本书是西方流行的研究生教材，是量子场论方面较好的教科书。适于大学物理专业研究生、高年级学生、教师以及有关专业科研工作者参考。

J. D. Bjorken & S. D. Drell

RELATIVISTIC QUANTUM FIELDS

McGraw-Hill Book Company. 1965

相 对 论 量 子 场

[美] J. D. 比约肯 著
S. D. 德雷尔

汪克林 郑希特 章正刚 译
朱栋培 校

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 9 月第 一 版 开本：787×1092 1/32
1984 年 9 月第一次印刷 印张：14 1/8
印数：0001—7,600 字数：319,000

统一书号：13031·2686

本社书号：3696·13—3

定 价： 2.20 元

作者为中译本写的序言

很高兴我们的书被译成了中文。希望大学生们在学习相对论量子力学和场论时会从本书中得到帮助。自从本书在1964—1965年第一次出版以来，场论有了许多新的进展，它们远远超出了本书的范围，但是我们仍然希望本书可以作为学习这一美丽而富有成果的领域的基础。

J. D. 比约肯 S. D. 德雷尔

前 言

Feynman 在 1949 年所开创的相对论量子理论的传播子方法,为量子电动力学提供了一个既实用又直观的表述方案,同时也为基本粒子理论中广泛的问题给出了一个颇有成效的方法.理论家现今相信量子电动力学的预言,是以整个重整化方案为依据的,它实际上依赖于 Feynman 图分析;在写下色散关系所需的解析性质的证明中取得的显著进展也是如此.所以极而言之可以认为,场论就是全部 Feynman 图的集合.

但是,我们在本书和她的姊妹篇《相对论量子力学》中并不主张这种观点,实际上我们也不想提倡一种观点而排斥其他.目前基本粒子理论不能令人满意的现状也不允许人们这样随便.特别是我们不想低估形式量子场论所取得的进步的重要性,也不想贬低由色散关系导出的对低能介子——核子过程的重要解释.虽然如此,我们还是首先强调 Feynman 规则的发展,它直接来自 Dirac 电子的粒子波动方程与空穴理论边界条件的结合.

导致我们采取这一方法的三个主要信念是我们写这本书的最初动机.它们是

1. Feynman 图和 Feynman 规则一起把量子场论总结成一种形式,它与人们试图去理解的实验数据紧密相联系.虽然用图形表述的理论意味着微扰论,但是图形方法在多体问题中的应用表明,它有足够的伸缩性来处理具有非微扰特征的现象(例如,超导和硬球 Bose 气体).

2. 定域正则量子场论的基础是把场理想化地定义在时空点上。Feynman 计算规则的某些改进可能比这种场论的精巧数学结构存在得更为长久。量子场论的表述形式到时候也许会被更多地看作上层建筑而不是基础。因此，让我们首先不依赖场论形式而独立地发展 Feynman 规则。

3. 这种方法较之演绎的场论方法更为直接而较少形式——也许就不那么为人信服，它将 Feynman 图的定量计算、分析和理解带进更大范围物理学家们的锦囊，而不是只为少数二次量子化的理论家们所掌握。特别是我们没有忘记搞实验工作的同行和对粒子物理感兴趣的大学生们。我们相信这是一个健康的方向。

原来我们只想写一本书，结果却发展成了两卷。在本书的上册《相对论量子力学》中我们建立了 Dirac 粒子、光子和 Klein-Gordon 介子的传播子理论，进行了一系列的计算来演示电磁相互作用、弱相互作用和强相互作用中各种有用的技巧和概念。这包括定义和实现重整化方案，以及计算象 Lamb 移动那样的低阶辐射修正效应。阅读上册所需的必要基础是具有一般水平的非相对论量子力学知识，如 Schiff 《量子力学》教科书所提供的那样。

在本书下册《相对论量子场》中我们讨论正则场论。在用 LSZ 约化技术建立了传播子和散射振幅的封闭表达式后，我们再回到 Feynman 图展开，证明了用正则场论建立的散射振幅的微扰展开等同于本书上册中的 Feynman 规则。借助于对图形的进一步分析，我们研究到耦合常数的任意阶 Feynman 振幅的解析性质，并阐明色散关系方法。最后我们证明在相互作用的每一阶，重整化了的量子电动力学都是有限的。

我们不再赘述本书的内容而只在这里列举略去的一些专题。作用量原理以及主要由 Schwinger 发展起来的量子场论

变分法表述在本书中全然没有提及。我们只是在寻找对称性时才援用了作用量变分。本书既没有详细讨论公理化场论的有力进展，也没有去讨论脱离场论的纯 S 矩阵方法。除了在上册中讨论了氢原子谱和 Lamb 移动外，束缚态问题全被略去了。对于色散关系的动力学应用只作了初步的研讨。本书没有给出带质量矢量介子的量子场论形式，也没有提供带微商耦合的任何量子场理论的表述。最后，我们也没有准备一份与本书提到的许多发展有关的重要原始文献的目录。对这些不足，读者可以从下列精采的书籍或专论中得到弥补。

- Schweber, S.: "An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory," New York, Harper and Row, Publishers, Inc., 1961.
- Jauch, J. M., and F. Rohrlich: "The Theory of Photons and Electrons," Cambridge, Mass., Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1955.
- Bogoliubov, N. N., and D. V. Shirkov: "Introduction to the Theory of Quantized Fields," New York, Interscience Publishers, Inc., 1959.
- Akhiezer, A., and V. B. Bereztetski: "Quantum Electrodynamics", 2d ed., New York, John Wiley and Sons, Inc., 1963.
- Umezawa, H.: "Quantum Field Theory", Amsterdam, North Holland Publishing Company, 1956.
- Hamilton, J.: "Theory of Elementary Particles," London, Oxford University Press, 1959.
- Mandl, F.: "Introduction to Quantum Field Theory," New York, Interscience Publishers, Inc., 1960.
- Roman, P.: "Theory of Elementary Particles", Amsterdam, North Holland Publishing Company, 1960.
- Wentzel, G.: "Quantum Theory of Field," New York, Interscience Publishers, Inc., 1949.
- Schwinger, S.: "Quantum Electrodynamics," New York, Dover Publications, Inc., 1958.
- Feynman, R. P.: "Quantum Electrodynamics," New York, W. A. Benjamin, Inc., 1962.
- Klein, L. (ed.), "Dispersion Relations and the Abstract Approach to Field Theory," New York, Gordon and Breach, Science Publishers, Inc., 1961.
- Screaton, G. R. (ed.): "Dispersion Relations; Scottish Universities Summer School," New York, Interscience Publishers, Inc., 1961.

Chew, G. F.: "S-Matrix Theory of Strong Interactions," New York, W. A. Benjamin, Inc., 1962.

最后,我们感谢我们的学生和同事们,他们是本书由讲义到出版的过程中无与伦比的批评家和评论员. 我们感谢 Leonard I. Schiff 教授对我们编写本书的鼓励和支持,感谢 Ellen Mann 和 Rosemarie Stampfel 极好的秘书性合作帮助.

J. D. 比约肯 S. D. 德雷尔

目 录

第 11 章	理论的一般表述形式	1
11.1	用定域场描述的含义	2
11.2	正则表述形式和粒子的量子化方法	4
11.3	正则表述形式和场的量子化	11
11.4	对称性和守恒定律	18
11.5	其他表述形式	25
第 12 章	Klein-Gordon 场	27
12.1	量子化和粒子解释	27
12.2	态的对称性	35
12.3	场的可测性和微观因果性	36
12.4	真空涨落	38
12.5	荷电标量场	39
12.6	Feynman 传播子	44
第 13 章	Dirac 场的二次量子化	47
13.1	n 个全同粒子的量子力学	47
13.2	费米子的粒子数表象	49
13.3	Dirac 理论	59
13.4	动量展开	61
13.5	相对论协变性	68
13.6	Feynman 传播子	70
第 14 章	电磁场的量子化	73
14.1	引言	73
14.2	量子化	74

14.3	量子化方法的协变性	78
14.4	动量展开	80
14.5	光子的自旋	83
14.6	横光子的 Feynman 传播子	84
第 15 章	相互作用场	89
15.1	引言	89
15.2	电磁相互作用	89
15.3	Lorentz 不变性和平移不变性	94
15.4	动量展开	96
15.5	真空自能; 正规编序	97
15.6	其它相互作用	100
15.7	相互作用的对称性质	103
15.8	π 介子和核子的强相互作用	106
15.9	奇异粒子的对称性	109
15.10	非正规对称性	116
15.11	宇称	116
15.12	电荷共轭	122
15.13	时间反演	129
15.14	$\mathcal{TCP}$ 定理	135
第 16 章	真空期待值和 S 矩阵	142
16.1	引言	142
16.2	物理态的性质	142
16.3	入场和入态的建立; 渐近条件	145
16.4	对易子真空期待值的谱表示以及标量场传播子	151
16.5	出场和出态	156
16.6	S 矩阵的定义和一般性质	158
16.7	标量场的约化公式	161

16.8	Dirac 理论的人场和出场以及谱表示	166
16.9	Dirac 场的约化公式	176
16.10	光子的人态和出态及其约化公式	181
16.11	光子的谱表示	184
16.12	自旋和统计的联系	189
第 17 章	微扰论	193
17.1	引言	193
17.2	U 矩阵	194
17.3	τ 函数和 S 矩阵的微扰展开	198
17.4	Wick 定理	202
17.5	图表示	206
17.6	真空振幅	209
17.7	自旋和同位旋; π -核子散射	211
17.8	π - π 散射	215
17.9	量子电动力学的 Feynman 图规则	220
17.10	经典流分布的软光子辐射; 红外灾难	226
第 18 章	色散关系	233
18.1	因果性和 Kramers-Krönig 关系	233
18.2	对高能物理的应用	237
18.3	微扰论中顶角图形的解析性质	240
18.4	推广到任意图形和电路类比	245
18.5	传播子的阈奇异性	252
18.6	普遍图形的奇异性和 Landau 条件	256
18.7	顶角图的解析结构; 反常阈	261
18.8	顶角函数的色散关系	268
18.9	散射振幅的奇异性	271
18.10	应用于 π 介子-核子向前散射	280
18.11	向前 π 介子-核子色散关系的公理化推导	292

18.12	应用色散关系对 π - π 散射的动力学计算.....	299
18.13	π 介子电磁结构	310
第 19 章	重整化	316
19.1	引言	316
19.2	正规自能和顶角部分, 电子-正电子核	317
19.3	自能和顶角部分的积分方程	323
19.4	τ 函数和核 K 的积分方程; 骨架图形	327
19.5	一个拓扑定理	332
19.6	Ward 恒等式	334
19.7	重整化常数的定义和重整化规定	338
19.8	小结: 重整化的积分方程	345
19.9	解析延拓和中间重整化	348
19.10	发散度; 收敛判据	354
19.11	重整化理论为有限的证明	367
19.12	四阶电荷重整化的例子	384
19.13	Compton 散射的低能定理	399
19.14	Feynman 振幅的渐近行为.....	407
19.15	重整化群	411
附录 A	符号	422
附录 B	Feynman 图规则	427
附录 C	对易子和传播子函数	434

第十一章 理论的一般表述形式

在《相对论量子力学》中，我们曾用直观的和对应的论证发展了传播子方法，并给出了微扰论里计算相对论性粒子相互作用的实际规则。现在我们从量子场的表述形式来系统地导出这些规则。我们的目的是首先把传播子方法论证中的“漏洞”补起来，然后发展一种表述形式，它可以应用于微扰论不适用的问题，诸如包含强耦合的介子和核子的过程。

我们的方法最好以电磁场为例来阐明。势 $A^\mu(x)$ 满足 Maxwell 波动方程，并可以认为它描述一个具有无穷自由度的动力学系统。这就是说在空间每一点， $A^\mu(x)$ 可看成是一个独立的广义坐标。根据第一章所说的普遍原则¹⁾，为了从经典理论过渡到量子理论，我们必须把坐标及其共轭动量看作为作用在可能的物理态 Hilbert 空间中的算符，再对它们加上量子条件。这就是正则量子化方法。它是非相对论力学的量子化方法到场函数的直接推广，这些场函数遵从由拉氏量导出的微分波动方程。这样作了以后，我们就得到了 Bohr 互补原理意义下的电磁场的粒子解释。

如果光子能够以这种自然的方式从 Maxwell 场的量子化得出，那么人们会问，在自然界中观察到的其它粒子是否也可以用同样的量子化方法与力场联系起来。基于这一点，汤川从核力的存在预言了 π 介子的存在。反过来，从这一观点出发，自然地也可以将自然界中每一种观察到的粒子与一个

1) 以后凡是讲参考第一章至第十章，均指参考上册《相对论量子力学》。

$\varphi(x)$ 场联系起来,而 $\varphi(x)$ 满足某一假定的波动方程. 在完成了正则量子化的程序以后,我们就会得到场 φ 的粒子解释.

在这样的程序中,我们必须首先定义场坐标 $\varphi(x)$ 的共轭动量 $\pi(x)$. 我们利用一个拉氏量,由它可以导出场 $\varphi(x)$ 的波动方程和共轭动量. 第一章里的正则量子化方法用的是对易子条件. 利用它得到的场量子,例如光子,遵从的是 Bose 统计. 费米子遵从一个有着类似的量子场形式的不相容原理,为了描述它,结果只要把对易子条件用反对易子关系来代替就可以了.

用这方法可从构造一个统一的表述形式,它提供了描述两类粒子的基础. 我们将很快看到拉氏量方法的另一个诱人的特点,就是它直接导致守恒定律.

11.1 用定域场描述的含义

在推广并探讨把量子化方法应用于满足波动方程的经典场结果之前,讨论一下这个方案的含义也许是值得的. 首先我们得到一个具有微分波动传播的理论. 场函数是连续参数 $\mathbf{x}$ 和 t 的连续函数,场在点 $\mathbf{x}$ 的改变由无限邻近于该点的那些场的性质来决定.

对于大多数波动场(例如声波和弦及膜的振动),这样的描述是个理想化,它只在距离大于表征介质颗粒大小的特征长度时成立. 对于较小的距离,理论要作深刻的修正.

电磁场是一个值得注意的例外. 实际上,在狭义相对论排除机械解释之前,物理学家们曾作了巨大的努力去发现电磁场的这种机械描述的证据. 在放弃了传播光波的“以太”要求之后,当观察到的电子波动性质启发人们引入一个新场 $\varphi(x)$ 时,接受这样的思想就显然不那么困难了. 事实上没有任何证据说明以太是电子波 $\psi(\mathbf{x}, t)$ 的载体. 但是,假定在

大距离上(即原子长度 $\approx 10^{-8}\text{cm}$)有效的波动描述可以扩展到量级未定的更小距离(例如小于核的长度 $\approx 10^{-13}\text{cm}$),这是对现有实验知识的一个粗糙而意义深远的外推.

在相对论性理论中,我们已经看到,场描述在任意小的空间、时间间隔都正确这一假定已导致(在微扰论中)电子自能及“裸电荷”的发散表达式.重整化理论绕过了这些可能显示微扰展开失效的发散困难.不过,普遍的感觉是,发散性是理论的小距离行为中一种痼疾的症候.

于是我们可能要问,为什么定域场论,也即是可以用波动传播微分定律描述的场论,能如此广泛地被应用和接受.这有几个理由,而其中重要的一条是,在一个相当的范围内,理论和观察结果符合.在上册的讨论中已有这样的一些例子.但最主要的理由非常简单:不存在令人信服的理论形式,可以避开微分的场方程.

相对论粒子相互作用的理论在数学上必然是很复杂的.因为存在产生和湮灭过程,所以它同时是一个多体问题的理论.在现阶段只知道如何寻求这个问题的近似解,因此任何这类理论的预言都是不完全的,在最好的情况下也有某种不定性.

面对这种情况,在构造理论中应遵循的最合理途径就是保持那些先前在更局限的范围内成立的普遍原理.这里就包括有量子化方法,它强烈地牵涉到哈氏量 H 的存在.但是根据 Schrödinger 方程, H 生成无穷小时间平移,于是我们就得到时间微分变化的描述.然后, Lorentz 不变性也要求空间的微分变化.对于非定域“微粒”理论,哈氏量完全可能不存在;如果它不存在,那么我们对非相对论理论的量子化方法就只能望洋兴叹了.

如果我们简单地保持这样的观念,即借助连续坐标 x 和

x 的微观表述是 Lorentz 不变的, 那么我们预期相互作用通过时间——空间的传播速度不大于 C . 这种“微观因果性”的概念强烈地迫使我们入场概念. 即使在小距离有微粒性, 如果我们保持微观因果性, 那么一个“微粒”对另一个的影响必然是推迟的. 对此最自然的描述方法是用附加的场. 这样, 问题便变得更加复杂, 而在理解上却不会有相应的收获.

小距离上的微粒性没有具体的实验证据¹⁾, 而高能范围内狭义相对论的正确性则有着肯定的证据, 而且也已有某种肯定的证据²⁾表明, 微观因果性概念是一个正确的假定. 因为没有更令人信服的其它理论, 今后我们只限于讨论定域因果性场的表述形式. 毫无疑问, 一个改进的理论必须把定域场论作为它的适当的大距离近似或对应. 不过我们再次强调一下, 我们发展的表述形式也许只能很好地描述具有极不相同的大距离极限外 (即是大于 10^{-13}cm 的距离) 的亚微观性质的物理世界.

11.2 正则表述形式和粒子的量子化方法

作为以下展开的导引, 我们回忆一下大家熟知的粒子力学中经典动力学系统的量子化方法. 作为例子, 考虑一个粒子在保守力场中的一维运动. 令 q 是粒子的 (广义) 坐标, $\dot{q} = dq/dt$ 是速度, $L(q, \dot{q})$ 是拉氏量. 按照哈密顿原理, 粒子的动力学决定于条件

$$\delta J = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}) dt = 0 \quad (11.1)$$

1) 在量子电动力学中, 对低能和高能过程, 理论和实验有着很高精度的符合, 参看, *R. P. Feynmann*, Rept. Congr., Brussels, Interscience Publishers, Inc., New York, 1961.

2) 我们指的是向前 π 介子——核子散射的色散关系的实验验证, 这将在第八章里讨论.

(11.1) 式表明, 粒子从 (q_1, t_1) 到 (q_2, t_2) 走过的真实物理路径 $q(t)$ 是这样的, 沿着它, 作用量 J 是稳定的。所以路径的微小变分 $q(t) \rightarrow q(t) + \delta q(t)$, 如图 11.1 所示, 使作用量到一阶变分不变。

哈密顿原理直接导致 Euler-Lagrange 运动方程¹⁾

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial q} = 0 \quad (11.2)$$

为了作出这个方程的形式量子化, 我们将它重写成哈氏

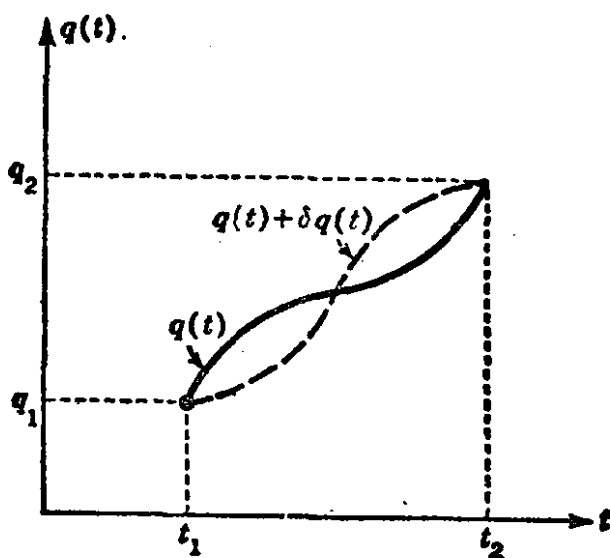


图 11.1 作用量原理的固定端点路径变分

量形式。为了作到这一点, 我们定义 q 的共轭动量 p 为

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \quad (11.3)$$

并用 Legendre 变换引入哈氏量

$$H(p, q) = p\dot{q} - L(q, \dot{q}) \quad (11.4)$$

用 H 表示, 方程 (11.2) 变为

1) 参考 H. Goldstein "Classical Mechanics", Addison-Wesley Publishing Company Inc., Reading, Mass., 1950. (11.2) 的形式适用于 L 中没有对坐标微商高于一次的情形。