粒 子 和 场

D. 卢里 著

董明德 吴詠时
安 瑛 朱重远 译

科 学 出 版 社

1 9 8 1

内 容 简 介

本书是一本关于量子场论的专著，全面地介绍相对论性量子场论的主要内容，并对流代数、束缚态以及泛函积分方法等专题作了精辟阐述. 本书特点是取材精炼，物理图象清楚，便于初学者学习. 本书可用作物理系理论物理专业学生和研究生的教材，也可供有关研究工作者参考.

David Lurié

PARTICLES AND FIELDS

Wiley, 1968

粒 子 和 场

D. 卢里 著

董明德 吴詠时
安 瑛 朱重远 译

责任编辑 王鸣阳

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

*

1981 年 7 月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1981 年 7 月第一次印刷 印张：17 7/8

印数：0001—6,120 字数：408,000

统一书号：13031·1555

本社书号：2135·13—3

定价： 2.75 元

译 者 前 言

目前量子场论已经发展成为研究基本粒子及其相互作用的一种重要工具. 介绍这一领域的基本理论的专著已为数不少,而且各有特色. 但卢里所著《粒子和场》一书,其基本特点是取材精炼,物理概念清楚,阐述简明扼要. 书中除了介绍相对论性量子场论的基本要点外,还对流代数、束缚态以及泛函积分方法等一些专题作了较精辟的阐述. 因此,本书不仅对于量子场论的初学者有益,而且对于这一领域的研究工作者也很有参考价值.

近年来由于量子场论的迅速发展,在原书出版后,已有一些有意义的新方向引起了广泛的注意和探讨,其中最引人注意的是自发破缺的和不破缺的非 Abel 规范场论及其在粒子物理学中的广泛应用. 对于这些新方向,读者如有兴趣,可以参阅有关的文献.

全书翻译工作分工如下: 董明德译前言、序和第一、二章,安瑛译第三、四、八章; 吴詠时译第五、六章; 朱重远译第七、九、十章.

在翻译过程中,对原书中存在的一些明显错误和排印错误,已加以订正.

前　　言

量子场论大约是在四十年前创立的，当时，人们用它来表述辐射场的相对论性量子力学. 不到十年，量子场论便成为不但能描述电磁相互作用，而且也能描述核相互作用的理论框架. 在此后二十年内，这一理论又发展到把弱相互作用也包括在内.

以往曾经有过好几次，认为量子场论具有内在矛盾，必须予以放弃. 在接近本世纪中叶时，由于重正化理论的发展，绕过了量子电动力学的一些困难，于是人们发现，对于电磁场中的电子性质可以作出有意义的精确预计. 不过，这个理论的基本困难并没有彻底解决，只是把这一理论改换了表述方式，使得其中令人困惑的无穷大不再明显地出现.

由于成功地利用解析性质发展了一些物理上令人满意的近似方法来处理强相互作用和强子间粒子数激增的问题，转移了人们对相互作用系统量子场论基本问题的注意. 同时，群论和色散关系的计算方法也获得了一定的成就. 依据这一点，人们确实认为，量子场论可能无法解决亚核现象的动力学表述问题.

近年来，人们对于量子场论又重新发生了兴趣. 人们根据适当的 Lagrange 量对相互作用场进行动力学计算，已经取得了一定程度的成就. 目前，人们对于基本场论的考察相当重视，并且对若干比较古老的问题又重新进行了分析. 象流和场这样的场变量，已作为基本的动力学变量取得了应有的地位.

在这个时候，我的挚友卢里博士所著的《粒子和场》一书的出版，是很合时宜的．本书叙述了正统量子场论，行文简洁优美． 本书的前半部分阐述量子场论和协变微扰论的基础．读者一定会注意到，书中对这一传统领域的处理是非常精密简洁的．场论专家还会注意到本书关于自旋为 3/2 和自旋为 1 的场的明晰讨论． 书中有关重正化理论、约化公式和谱表示的处理，没有纠缠于数学上的细节，而是十分清楚地阐明基本概念．关于耦合常数与求和规则的讨论，尤其引人入胜．

我很高兴在本书中看到了关于 Bethe-Salpeter 方程、束缚态和泛函方法的卓越论述．这些专题在大多数现有的场论书籍中都毫不客气地删去了．

总之，本书对量子场论的要点作了精辟的阐述，值得推崇．我很喜欢这本书，希望本书的大量读者也会喜欢它，并从中了解量子场论的现有成就及其未来的展望．

苏达香（E. C. G. Sudarshan）

1968 年 1 月于新德里

作　者　序

本书按照原先的计划，是作为研究生的量子场论课程的教材．要求读者熟悉通常的非相对论性量子力学，包括散射的形式理论．此外，还假定读者具备关于基本粒子物理的基本现象的知识．

除了作为研究生的教材之外，本书还包括一些高级专题的讨论，这对量子场论的研究工作者也是有意义的．除了节 3-4 和节 9-1 的一部分外，全书强调相对论性量子场论，因而侧重于基本粒子物理学．另一方面，在过去十年内，量子场论方法已成功地用于统计物理学和固体物理学，因而希望本书对于这两个领域的研究工作者也可能有用处．

本书前六章是初等量子场论的基础．第一章讨论自旋为 0，1/2 和 3/2 的相对论性单粒子理论．相对论性量子力学的单粒子表述，由于在每一理论中出现负能解，并不合适．为了给新的出发点扫清道路，在第二章中将重点放在这些理论的场性方面，并且建立起 Lagrange 程式．然后，在第三、四章中利用场的量子化将场性和粒子性统一起来．第三章讨论自旋为 0 和 1/2 的场的正则量子化，此外，还包括了 Schwinger 量子作用量原理的导引性讨论．第四章讨论自旋为 1 和自旋为 3/2 的场的量子化，特别着重于在辐射规范和 Lorentz 规范中对电磁场进行量子化．

第五章介绍了相互作用量子场．这一章建立了基本粒子相互作用的耦合方案，在强和弱相互作用场合，重点讨论了在近代应用中起着重要作用的对称性原理和守恒定律．第六

章讨论微扰论. 这一章前半部分是导出计算跃迁矩阵元的 Feynman 规则，并介绍这些规则对电磁过程和弱过程的简单应用. 这一章后半部分讨论重正化理论.

本书后四章是关于高级量子场论的入门课题. 第七章讨论跃迁振幅和场算子乘积的真空期望值之间的关系，重点是场论的抽象的非微扰表述. 这种表述是从五十年代中期开始的，以渐近条件的应用为基础. 第八章叙述场论方法对粒子物理的种种应用，其中的专题包括 Goldberger-Treiman 关系、Adler-Weisberger 求和规则和在弱相互作用理论中矢量耦合常数的普适性. 第九章讨论有关束缚态的几个专题，其中包括 Bethe-Salpeter 方程以及确定复合粒子场的算子问题. 最后一章发展了 Schwinger 首创的量子场论中强有力的泛函方法，并将泛函技巧应用到 Goldstone 定理和一维量子电动力学. 本书省略了两个主要专题的讨论，即色散关系和公理化场论. 虽然如此，第七、八章的讨论将使读者具备必要的基础，以便将来在更专门的书中研究这些课题.

记　　号

书中用黑体字母表示三维矢量，白体表示四维矢量．三维矢量的分量标以罗马字脚标，而四维矢量的分量则标以希腊字脚标．

我们的空时度规是 $\delta_{\mu\nu}$，规定四维矢量的第四分量是虚的．因此，动量四维矢量是 $k=(\mathbf{k}, ik_0)$，其模的平方为

$$k^2 = k_\mu k_\mu = \mathbf{k}^2 - k_0^2 = -m^2.$$

除非另有声明，对重复指标总是理解为求和．$\delta_{\mu\nu}$ 度规的方便处在于没有必要区别协变和逆变四维矢量．再者，Dirac 矩阵 $\gamma_\mu(\mu=1, \cdots, 4)$ 全是厄米的，其平方等于 1．复共轭（用星号"*"标志）和厄米共轭（用剑号"†"标志）并不引起问题．共轭是对所有虚单位来操作，包括度规的 i．因此，例如，梯度四维矢量

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\boldsymbol{\nabla}, -i\frac{\partial}{\partial x_0}\right)$$

的复共轭是 $\partial_\mu^* = (\boldsymbol{\nabla}, i\partial/\partial x_0)$．但是，当讨论复四维矢量 $A_\mu = (\mathbf{A}, iA_0)$ [其中 $\mathbf{A} \neq \mathbf{A}^*$, $A_0 \neq A_0^*$] 时，用共轭矢量 $A_\mu^* = (\mathbf{A}^*, iA_0^*)$ 运算是方便的，其中度规 i 保留不共轭，这不同于 $A_\mu{}^* = (\mathbf{A}^*, -iA_0{}^*)$．

时间导数常用点号来表示，即 $\partial_t A = \dot{A}$．

我们将一贯采用自然单位，其中 $\hbar = c = 1$．平面波几乎总是在一个体积为 V 的大盒中用周期性边界条件归一化．

目　　录

第一章　相对论性单粒子方程

1-1　引言

这一章综述自旋为 0，1/2，1 及 3/2 的无相互作用的单个粒子的相对论性波动力学. 在每一种情况，这个理论的特征是用相对论性波动方程来描述经典场. 我们并不打算对这个课题作全面的阐述[1]，我们的目的将是：

(1) 揭示单粒子理论的局限性，由此追溯历史上发展相对论性量子场论的动机；

(2) 汇集我们讨论量子场论所需要的公式.

我们先扼要介绍自旋为 0 和 1/2 的理论，由此过渡到由 Bargmann 和 Wigner 所给出的描述任意自旋粒子的一般方程，然后讨论自旋为 1 和 3/2 的特例. 由于篇幅所限，我们没有详细讨论自旋大于 3/2 的情形.

1-2　Klein-Gordon 场

公式表述　最简单的相对论性波动方程是 Klein-Gordon 方程（Klein，1926；Gordon，1926）：

$$(\Box - \mu^2)\phi(\mathbf{x}, t) = 0,$$

$$\Box = \nabla^2 - \partial_t^2. \tag{1(1)}$$

对于静止质量为 μ 的自由粒子的相对论性能量-动量关系施行熟知的量子化法则 $\mathbf{k} \to -i\nabla$ 及 $E \to i\partial_t$，就得到上述方程.

1) 较详细的讨论，读者可参阅 E. Corinaldesi 和 F. Strocchi, *Relativistic Wave Mechanics*, Interscience, New York, 1963; J. D. Bjorken 和 S. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York, 1964.

人们原先曾希望，如同 Schrödinger 方程是非相对论性量子力学的基础一样，Klein-Gordon 方程也能够成为一般的相对论性量子理论的基础. 现在我们已经清楚，Klein-Gordon 场只能描述自旋为零的粒子.

负能 这个理论从一开始就遇到一个主要困难. 方程 1(1)的平面波解具有下列形式:

$$e^{(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}-iEt)},$$

这里 $\mathbf{k}^2-E^2=-\mu^2$ 或者 $E=\pm(\mathbf{k}^2+\mu^2)^{\frac{1}{2}}$. 我们看到，对于能量 E 的正值和负值，都存在解. 为了构成解的完备集，我们可以取所有指数函数的集合如下:

$$\frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2\omega_{\mathbf{k}}}}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}-i\omega_{\mathbf{k}}t}, \qquad 1(2a)$$

和

$$\frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2\omega_{\mathbf{k}}}}e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}+i\omega_{\mathbf{k}}t}, \qquad 1(2b)$$

这里 $\omega_{\mathbf{k}}=(\mathbf{k}^2+\mu^2)^{\frac{1}{2}}$. 为以后方便计，这里把归一化因子取作 $(2\omega_{\mathbf{k}}V)^{-\frac{1}{2}}$，并且假定在体积 V 的表面上满足周期性边界条件.

只要局限于自由粒子理论，严格说来，这实际上并不是困难；人们可以简单地规定，只有正能态是物理上可实现的状态. 由于自由粒子的能量是个常量，不会发生从正能态到负能态的跃迁，因而一个正能态的粒子将始终保持正能态. 但是，自由粒子理论本身没有多大物理价值，而且，当考虑到相互作用时，负能解就会引起解释上的严重困难. 作为例子，我们考虑荷电的 Klein-Gordon 粒子与由四维势 $A_\mu=(\mathbf{A}, iV)$ 所描述的电磁场的相互作用. 在 Klein-Gordon 方程 1(1) 中，我们通过代换 $k_\mu\to k_\mu-eA_\mu$ 或者

$$\partial_\mu\to\partial_\mu-ieA_\mu \qquad 1(3)$$

引入这种相互作用，这里 $e(e<0)$ 是电子电荷[1]. 这样就得到方程

$$(\partial_\mu - ieA_\mu)(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi - \mu^2\phi = 0. \qquad 1(4)$$

代换 1(3) 在经典力学和非相对论性量子力学中都成立，并产生所谓最小电磁耦合. 现在，如果电磁势 $A_\mu(\mathbf{x}, t)$ 随时间变化足够快，或者更确切地说，如果有足够大的 $k_0 > 2\mu$ 的 Fourier 分量 $A_\mu(\mathbf{k}, k_0)$ 的话，那么，正能态和负能态之间就可能发生跃迁. 这是标准的量子力学微扰论的直接结论.

这是这个理论的一个基本缺陷. 它是所有的相对论性单粒子理论所共有的，而且只能在量子场论的框架中加以解决.

荷-流矢量 大家知道，对于非相对论性 Schrödinger 理论可以构造一个几率密度，即 $\psi^\dagger(x)\psi(x)$，它是正定的，而且满足连续性方程；该理论的几率解释所根据的正是这一事实. 但是，如果我们企图在 Klein-Gordon 理论中遵循同样的途径，那就会遇到一个基本的困难. 采取与 Schrödinger 情形类似的方法，用 ϕ^* 乘 1(1)，得

$$\phi^*(\Box - \mu^2)\phi = 0,$$

再用 ϕ 乘共轭方程，得

$$\phi(\Box - \mu^2)\phi^* = 0.$$

两式相减，我们得到

$$\phi^*(\Box - \mu^2)\phi - \phi(\Box - \mu^2)\phi^* = 0;$$

此式能写成守恒律形式

$$\partial_\mu j_\mu(x) = 0, \qquad 1(5a)$$

其中

$$j_\mu(x) = i[(\partial_\mu\phi^*(x))\phi(x) - \phi^*(x)\partial_\mu\phi(x)]. \qquad 1(5b)$$

上式中已乘上因子 i，以保证流 $\mathbf{j}$ 及密度

---

1) 本书始终采用 Heaviside-Lorentz 单位，其中 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$.

$$\rho(x) = -ij_4(x) = -i(\dot{\phi}^*(x)\phi(x) - \phi^*(x)\dot{\phi}(x)) \quad 1(6)$$

为实数.

如同在 Schrödinger 理论中一样，人们也尝试把式 1(6) 看作相对论性粒子的几率密度，然而，由于式 1(6) 不是正定的，这种解释不能成立. 例如，如果粒子处于能量为 E 的一个本征态，我们有 $i\dot{\phi} = E\phi$，而

$$\rho(x) = 2E\phi^*(x)\phi(x);$$

依赖于 E 的符号，$\rho(x)$ 可正也可负. 对于自由粒子，这个困难以及更一般的负能态问题也可不予考虑；但是，在有相互作用的情形，存在着真正的困难. 对于最小的电磁相互作用，不难验证守恒流是

$$\begin{aligned} j_\mu &= i[(\partial_\mu + ieA_\mu)\phi^* \cdot \phi - \phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi] \\ &= i[\partial_\mu\phi^* \cdot \phi - \phi^*\partial_\mu\phi + 2ie\phi^*\phi A_\mu], \end{aligned} \quad 1(7)$$

其中显含有电磁场. 相应的密度

$$\rho = -i[\dot{\phi}^*\phi - \phi^*\dot{\phi} - 2ie\phi^*\phi A_0], \quad 1(8)$$

又是非正定的.

Klein-Gordon 理论在刚提出来时，由于不能给出一个正定的几率密度，因而被人们放弃了；这种情况有利于 Dirac 方程 (Dirac, 1928). 但是从我们现在的观点看，Klein-Gordon 方程和 Dirac 方程各适用于具有不同自旋的粒子，因而两者都是相对论性量子理论的成功例子. 就在 Klein-Gordon 理论被放弃后不久，Pauli 和 Weisskopf (Pauli, 1934) 将它重新作为一种量子场论来解释，从而又使之复苏(见第三章). 在这种解释中，ρ 不再代表单粒子的几率密度，而是表示带正电的粒子与带负电的反粒子的集合的电荷[1]密度.

---

1) 或者某种别的量子数(参见节 3.2).

正能解的 Hilbert 空间 作为连续性方程1(5a)的一个推论，总"荷"

$$\int_V \rho(x)d^3x = i\int_V (\phi^*\partial_t\phi - \phi^*\overleftarrow{\partial}_t\phi)d^3x \qquad 1(9)$$

在时间上是守恒的．此外，只要ϕ是式1(1)的正能解，它也是正的．对于自由粒子或者弱变化外场的情形，我们可以放心地只注意正能解的流形．因此，将这个流形看成一个 Hilbert 空间是很方便的，这时式 1(9) 表示ϕ的模，而

$$\begin{aligned}(\phi, \phi) &= i\int (\phi^*\partial_t\phi - \phi^*\overleftarrow{\partial}_t\phi)d^3x \\ &= i\int \phi^*\overleftrightarrow{\partial}_t\phi d^3x \qquad 1(10)\end{aligned}$$

表示ϕ与ϕ的标积．这里我们引入了有用的记号$\overleftrightarrow{\partial}_t = \partial_t - \overleftarrow{\partial}_t$．不难验算，按照这个约定，正能解 1(2a)

$$f_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2\omega_{\mathbf{k}}}}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - i\omega_{\mathbf{k}}t}$$

构成一个正交归一集合：

$$\int f_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{x}, t)i\overleftrightarrow{\partial}_t f_{\mathbf{k}'}(\mathbf{x}, t)d^3x = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}. \qquad 1(11)$$

可以证明，定义 1(10) 满足通常对于标积的所有要求，即

$$(\phi, \psi) = (\psi, \phi)^*, \qquad 1(12a)$$

$$(\phi_1 + \phi_2, \psi) = (\phi_1, \psi) + (\phi_2, \psi), \qquad 1(12b)$$

$$(\phi, \phi) \geqslant 0. \qquad 1(12c)$$

式 1(12c) 中等号成立的充要条件是ϕ恒等于零．再者，标积 1(10) 在时间上是守恒的：

$$\begin{aligned}\partial_t(\phi, \psi) &= i\int d^3x[\phi^*\partial_t^2\psi - (\partial_t^2\phi^*)\psi] \\ &= i\int d^3x[\phi^*(\nabla^2 - \mu^2)\psi - (\nabla^2 - \mu^2)\phi^*\cdot\psi] \\ &= 0,\end{aligned}$$

其中已应用式 1(1)，并进行了分部积分．

Lorentz 不变性 在 Lorentz 变换 $x' = ax$ 下，即在变换

$$x'_\mu = a_{\mu\nu} x_\nu \begin{cases} a_{\mu\lambda} a_{\nu\lambda} = \delta_{\mu\nu}, \\ a_{\lambda\mu} a_{\lambda\nu} = \delta_{\mu\nu} \end{cases} \tag{1(13)}$$

下，如果 ϕ 场按标量变换，即

$$\phi'(x') = \phi(x) \tag{1(14)}$$

[$\phi'(x')$ 表示在新的参考系中变换后的场]，则 Klein-Gordon 方程将保持不变. 简单的变换规律 1(14) 是无自旋场的特征；带有自旋的场服从比较复杂的变换规律，以下我们就会清楚这一点.

借用线性矢量空间理论的术语，我们称式 1(13) 与 1(14) 为被动变换. 有关不变性的陈述也可以利用主动变换来重新表述，后者完全着重于场 $\phi(x)$ 的泛函变化. 在主动变换

$$\phi(x) \to \phi'(x)$$

下，其中

$$\phi'(x) = \phi(a^{-1}x), \tag{1(15)}$$

Klein-Gordon 方程是不变的. 式 1(15) 的无穷小形式常常是有用的. 令

$$a_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \omega_{\mu\nu}, \tag{1(16a)}$$

这里 $\omega_{\mu\nu}$ 是无穷小而且是反对称的，将式 1(13) 写为

$$\delta x_\mu = x'_\mu - x_\mu = \omega_{\mu\nu} x_\nu; \tag{1(16b)}$$

于是 $a^{-1}x = x - \delta x$，而式 1(15) 具有形式

$$\begin{aligned} \delta\phi(x) &= \phi(x - \delta x) - \phi(x) \\ &= -\delta x_\mu \partial_\mu \phi(x). \end{aligned} \tag{1(17)}$$

Hamilton 形式 注意到式 1(1) 中出现 ϕ 对时间的二次微商，因而 ϕ 与 $\dot{\phi} = \partial_t \phi$ 表示两个独立的自由度，这样，Klein-Gordon 方程就能够纳入 Hamilton 形式. 将式 1(1) 改写为对于 ϕ 与 $\theta = \partial_t \phi$ 的两个联立的一阶微分方程组