

• 科学技术哲学 •

量子场论中粒子的相对本体论地位

Relative Ontological Status of Particles in the Quantum Field Theory

郝刘祥 /HAO Liuxiang^{1,2} 翟宸宇 /ZHAI Chenyu¹

(1. 中国科学院大学人文学院, 北京, 100049; 2. 中国科学院哲学研究所, 北京, 100190)
(1. School of Humanities, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049;
2. Institute of Philosophy, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100190)

摘要: 文章探讨了量子场论中粒子与场的相对本体论地位问题, 特别是从态空间的角度分析了量子场论能否为粒子本体论提供合理基础。文章指出, 自由场论的态空间具有福克表示, 因此粒子与场具有相同本体论地位的观点具有一定的合理性。对于相互作用场论, 尽管其态空间仍具有福克表示, 但它与自由场的态空间并不相同, 粒子的本体论地位较之自由场的情形要更弱一些。从有效场论的角度来看, 场相对于粒子而言更为基本。

关键词: 量子场论 本体论 福克表示 哈格定理 有效场论

Abstract: In this paper, we explore the ontological status of particles and fields in Quantum Field Theory (QFT). We analyze whether QFT can provide a reasonable foundation for particle ontology from the perspective of the state space. In free theories, the quantum states form a Fock space, supporting the view that particles and fields are equally fundamental. But in interacting theories, Haag's theorem implies that although the state space of interacting theories retains a Fock space structure, it is not equivalent to the state space of free theories. The particle ontology is therefore a secondary interpretation. Under the perspective of effective field theory, the field ontology is relatively more fundamental than the particle ontology.

Key Words: Quantum Field Theory; Ontology; Fock representation; Haag's theorem; Effective field theory

中图分类号: O413.3; B016 文献标识码: A DOI: 10.15994/j.1000-0763.2024.12.004

量子场论 (Quantum Field Theory) ^① 和广义相对论是当代物理学的两大基石, 但量子场论在本体论上究竟承诺了什么样的基本实体 (substance) 或实项 (entity), 则是物理学哲学领域长期悬而未决的问题。在斯坦福哲学百科的《量子场论》词条中, 库尔曼 (M.

Kuhlmann) 开宗明义地写道, 量子场论“所给出的世界图景与粒子和场的经典概念, 甚至与量子力学的某些特征都极为不同”。^[1] 这一断言将量子场论本体论的复杂和困难之处分为两类, 第一类是量子场论的基本实项与其在经典理论中对应项的差异, 可以看作量子力学基本

收稿日期: 2024年8月22日

作者简介: 郝刘祥 (1965-) 男, 安徽潜山人, 中国科学院大学人文学院、中国科学院哲学研究所教授, 研究方向为科学哲学、科学思想史和物理学哲学。Email: haoliu@ucas.ac.cn

翟宸宇 (1994-) 男, 江苏南京人, 中国科学院大学人文学院博士研究生, 研究方向为物理学哲学。Email: cy_zhai@outlook.com

^①本文中的量子场论在未加特殊指明时, 均指3+1维闵氏时空中的相对论性量子场论。

问题在量子场论中的自然延伸；第二类是量子场论与量子力学的理论结构差异所导致的二者在本体论诠释上的差异。

第一类问题的研究重在揭示量子场论中的场和粒子概念各自与其经典对应的差异。一方面，量子场论中的“量子场”(quantum field)不同于经典场。量子场论中最宽泛的场本体论将与时空点对应的经典场修正为与时空区域对应的算符值分布，^[2]激进的场本体论者如西本斯(C. Sebens)尝试完全由经典场论的量子化建立一种量子场论的波泛函本体论。^[3]另一方面，量子场论中的“场量子”(field quanta)不同于经典粒子。泰勒(P. Teller)从形而上学角度提出，场量子与经典粒子明显不同，彼此间不可分辨，只能被视作类粒子(particle-like quanta)。([4], pp.16-35) 马拉门特(D. Malament)证明，相对论性量子理论中不能存在局域化的单粒子态。^[5]瓦尔德(R. Wald)借助粒子的能量与时间平移算符的关系，以弯曲时空量子场论为框架证明，一般弯曲时空中的粒子可能违反能量有下界的条件。([6], pp.46-52) 这一类“量子-经典”关系问题与量子力学诠释研究的思路是类似的。

第二类问题关注量子场论不同于量子力学之处。量子力学中的量子态构成的态空间是希尔伯特(Hilbert)空间，使得对量子态的诠释至少部分地被转化为对希尔伯特空间的理解。但量子场论的态空间是否能够严格建立在希尔伯特空间或其推广的结构上，却受到了挑战。戴森(F. Dyson)代表了最悲观的意见，即希尔伯特空间尽管在建立量子力学时发挥了关键作用，但在量子场论中却不足以自洽地构造出任何非平凡的例子。^[7]玻戈留波夫(N. Bogoliubov)和怀特曼(A. Wightman)在承认量子场论态空间为希尔伯特空间的前提下，对量子场论的态空间能否进一步被确定为福克(Fock)空间——希尔伯特空间向无穷维的自然推广——提供了各自的模型和论证。^[7]([8], pp.78-85) 量子场论中态空间的结构，对于“量子场”与“场量子”何者更为基本的问题，有着决定性的影响。

主流量子场论教科书的态度，要么是在宽泛的意义上主张量子场更为基本，要么暗示场量子与量子场之间能够建立某种等效关系，因此具有相同的本体论地位。前者以佩斯金(M. Peskin)和施罗德(D. Schroeder)为代表，他们主张：“量子场论是量子力学在场的动力学系统中的应用，正如量子力学的基本课题主要关注粒子的动力学系统的量子化一样。”([9], p.13) 后一种意见可以以斯雷德尼奇(M. Srednicki)为例。在讨论了由场构造粒子的产生/湮灭算符之后，他评论道：“如果我们尝试将粒子的产生和湮灭算符而非场视为基本的，我们就会……得出场的重构，此时场必须服从适当的量子化方案。”([10], pp.28-29) 对他而言，以场量子或量子场的任一方为出发点是随意的，至多在具体问题上有方便性之差。与这两种态度不同，贝尼特斯(F. Benitez)从粒子物理标准模型入手，竭力为量子场论中场量子的基本地位进行辩护。^[11]鉴于粒子物理标准模型在描述我们所知的可见物质和除引力以外的相互作用取得了巨大成功，此类辩护似乎更能博得人们的同情。

本文主要关心由量子场论与量子力学的差异所引起的本体论诠释问题。我们将接受第一类研究中对量子-经典关系的处理，下文中提到的粒子与场，除非有特殊说明，指的是场量子 and 量子场。本文的核心目标，是探讨作为粒子诠释之前提的福克表示在量子场论中是否成立，并以此为基础来判断粒子与场的相对基本性。从态空间出发研究量子场论的本体论问题，相对论性量子理论的单粒子态空间是最自然的出发点。在文章的第一节，我们将指出，自由场论的态空间是通过单粒子态空间构造得来的福克空间，因此自由场论中，将粒子与场看作具有相同的本体论地位的观点，具有一定的合理性。文章的第二节将讨论相互作用场论的态空间以及相应的正则对易关系表示。这里我们将着力论证，相互作用场论的态空间尽管仍有福克表示，但它与自由场论的福克表示并不等价，自由场论中的粒子诠释在这里失效，因为这里的粒子还包括真空激发的虚粒子。哈格定

理 (Haag's theorem) 的真正意义, 就在于表明相互作用场与自由场的态空间并不是同一个希尔伯特空间。在文章的第三节, 我们将从当代理论物理学的主流观点出发, 将量子场论理解为有效场论, 进一步表明量子场虽非终极实在, 但在有效能标下场相对于粒子更为基本。

一、自由场论中的粒子诠释

按照温伯格 (S. Weinberg) 的看法, 量子场论是协调量子力学和狭义相对论的基本原理的唯一途径。“量子力学和相对论结合的最直接和最确定的结论, 就是粒子态的性质, 粒子在这里首先是作为非齐次洛伦兹群在量子力学的希尔伯特空间中的不可约表示的产物而出现的。” ([12], p.xxi) 这就是维格纳 (E. Wigner) 的粒子定义, 即: 不同质量和自旋的粒子对应于非齐次洛伦兹群在希尔伯特空间中的么正不等价的不可约表示。

维格纳的粒子定义, 可以看成是相对论性量子力学和量子场论中的自由场理论的基础。与相对论性量子力学不同, 自由场论是将服从洛伦兹协变性的各种场 (麦克斯韦场、克莱因-戈登场、狄拉克场和杨-米尔斯场) 看成作用在希尔伯特空间上的动力学算符, 采用量子化方法来构造的量子理论。以克莱因-戈登场的正则量子化为例, 该理论的哈密顿量可以写为

$$H_F = \frac{1}{2}\pi^2 + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 + \frac{1}{2}m^2\phi^2$$

其中下标 F 表示自由场论, π 是场 ϕ 的共轭动量。正则量子化就是将场及其共轭动量提升为算符, 并引入等时正则对易关系

$$[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = i\delta^3(\mathbf{x}-\mathbf{y})$$

来实现的。

自由场的粒子诠释, 是将场 $\phi(\mathbf{x}, t)$ 看成是无穷多个谐振子的集合, 先将场按动量模展开

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2\omega(\mathbf{p})} [a(\mathbf{p})e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} + a^\dagger(\mathbf{p})e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}]$$

然后仿照谐振子量子化的方法, 将哈密顿量写为

$$H_F = \int d^3p \omega(\mathbf{p}) a^\dagger(\mathbf{p}) a(\mathbf{p})$$

式中 $a^\dagger(\mathbf{p})$ 和 $a(\mathbf{p})$ 分别是 (动量空间的) 产生和湮灭算符, 满足正则对易关系

$$[a(\mathbf{p}), a^\dagger(\mathbf{q})] = (2\pi)^3 2\omega(\mathbf{p}) \delta^3(\mathbf{p}-\mathbf{q})$$

基于谐振子量子化的粒子诠释, 可以自然地给出自由场的粒子诠释。将产生/湮灭算符多次作用在真空态上, 可以构造出所有可能的自由场量子态。任意一个量子态都是动量本征态的叠加, 每个动量本征态都可以用给定动量的粒子占有数来标记。

借助粒子总数算符 $N = \int d^3p a^\dagger(\mathbf{p}) a(\mathbf{p})$, 我们可以用单粒子态 (用动量和自旋来标记) 的希尔伯特空间来构造自由场的量子态空间。将单粒子态希尔伯特空间记为 \mathbf{H}_1 , 则给定粒子总数 n 的量子态空间 \mathbf{H}_n 是 n 个单粒子态希尔伯特空间做直积后, 再依据其自旋分别做对称化 (若粒子自旋为整数) 或反对称化 (若粒子自旋为半整数) 处理的结果, 即: $\mathbf{H}_n = (\text{anti-})\text{sym}(\mathbf{H}_1^{\otimes n})$ 。量子场论允许不同粒子数的量子态之间的相互转化和叠加, 因此自由场论的态空间是一切可能粒子数的态空间的直和, 即福克空间:

$$\mathbf{F} = \bigotimes_{n=0}^{\infty} \mathbf{H}_n = \bigotimes_{n=0}^{\infty} (\text{anti-})\text{sym}(\mathbf{H}_1^{\otimes n})$$

无论是从场及其共轭动量的正则对易关系出发, 还是从产生/湮灭算符的正则对易关系出发, 我们都能构造出同样的量子态空间。这表明, 至少就自由场而言, 斯雷德尼奇的观点——粒子与场具有相同的本体论地位——具有一定的合理性。自由场理论中的任意一个量子态, 既可以看到是场的各种本征模的激发态的叠加, 也可以看成是福克空间中无相互作用的多粒子态的叠加。

自由场论态空间的福克表示, 可以建立在严格的公理化基础之上。按照怀特曼的量子场论公理化方案, ([8], pp.89-95) 量子场论应该是满足5条基本公理的理论。其中公理O为相对论性量子理论假设, 根据该假设, 量子场论的态空间具有希尔伯特空间的结构, 量子态就是希尔伯特空间中的态矢量, 真空态在至多相差一个相位的意义下具有唯一性; 公理I-III

分别是场的连续性假设、场的变换性质和微观因果性假设，反映了狭义相对论对场算符的约束；公理IV为渐近完备性假设，根据该假设，相互作用场论的态空间与自由场论的态空间是等同的。显然，经由正则量子化得到的自由量子场论满足公理O-III；反之，从公理O-III出发，可以用公理化方法构造出自由量子场论。

需要强调的是，自由场论的态空间具有福克表示，只是允许我们可以对自由场做粒子诠释，并不意味着粒子相对于场更为基本。事实上，在福克表示中，任意量子态是总数算符本征态的叠加态。不同粒子数的叠加态，显然不利于粒子本体论的立场。这就表明，即使在自由场论中，粒子的本体论地位仍要弱于场的本体论地位。这也反映了一个基本事实，即从场算符的正则对易关系得出产生/湮灭算符的正则对易关系，是更为自然的量子化程序。

二、相互作用场论中的粒子诠释

相互作用场论是否允许粒子诠释，涉及两个重要的问题，首先是相互作用场论的态空间是否有福克表示；其次是如果有的话，其福克空间是否等同于自由场的福克空间。这两个问题都涉及哈格定理与相互作用场论的兼容性。关于哈格定理对于量子场论哲学基础的意义，埃尔曼（J. Earman）和弗雷泽（D. Fraser）^[7]、^[13]曾做过深入的考察。这里我们参照他们的分析，来讨论相互作用场论中粒子诠释的可行性问题。

哈格定理是在怀特曼的量子场论公理化方案中证明的一条定理，其完整陈述可参照怀特曼的著作。（[8]，pp.156-164）这里我们仅讨论一个具体的例子，以说明哈格定理的前提和结论。假定有两个满足怀特曼公理O的希尔伯特空间 \mathbf{H}_1 和 \mathbf{H}_2 ，每个空间上各自存在满足怀特曼公理I-III的实标量场算符 $(\phi_1(\mathbf{x}, t), \pi_1(\mathbf{x}, t))$ 和 $(\phi_2(\mathbf{x}, t), \pi_2(\mathbf{x}, t))$ 。哈格定理断言，如果这两组算符的等时正则对易关系么正等价，也就是说在某个时刻 t_0 存在么正变换 U ，使得

$$\phi_2(\mathbf{x}, t_0) = U\phi_1(\mathbf{x}, t_0)U^{-1}, \pi_2(\mathbf{x}, t_0) = U\pi_1(\mathbf{x}, t_0)U^{-1}$$

那么从 ϕ_1 是自由标量场可以推断出 ϕ_2 也是自由标量场，两个自由场具有相同的场方程、传播子和真空期望值。

哈格定理对量子场论哲学基础的潜在意义，体现在相互作用表象中散射矩阵的推导上。

相互作用表象是为了便于微扰计算而引入的介于海森堡表象和薛定谔表象之间的一种表象。考虑用相互作用量子场论描述粒子散射过程：粒子从时空无穷远处入射，经历有限时空区域内的相互作用后出射至时空无穷远处。入射场和出射场均服从自由场论，在自由哈密顿量下演化；散射过程的量子场则服从相互作用场论，在包含相互作用的完整哈密顿量下演化。

海森堡表象下场算符的时间演化决定了整个系统的动力学，即由特定时刻的初始条件可以得到系统任意时间的演化情形。但是，直接在海森堡表象下通过完整哈密顿量求解整个理论，一般是无法做到的。我们需要利用相互作用表象，将完整的哈密顿量分解为自由部分与相互作用部分，即 $H = H_F + V$ ，式中 H_F 表示自由场的哈密顿量， V 表示相互作用哈密顿量。在海森堡表象下，场算符 $\phi_H(\mathbf{x}, t)$ 按完整哈密顿量演化，量子态 $|\psi\rangle_H$ 不随时间演化：

$$\phi_H(\mathbf{x}, t) = e^{iH(t-t_0)}\phi_H(\mathbf{x}, t_0)e^{-iH(t-t_0)}$$

而在相互作用表象下，场算符 $\phi_I(\mathbf{x}, t)$ 按自由场哈密顿量 H_F 演化，量子态 $|\psi(t)\rangle_I$ 则按相互作用哈密顿量 V 做么正演化，即

$$\begin{aligned} \phi_I(\mathbf{x}, t) &= e^{iH_F(t-t_0)}\phi_I(\mathbf{x}, t_0)e^{-iH_F(t-t_0)}, \\ |\psi(t)\rangle_I &= e^{iV(t-t_0)}|\psi(t_0)\rangle_I \equiv U(t, t_0)|\psi(t_0)\rangle_I \end{aligned}$$

在推导散射矩阵时，我们通常假定海森堡表象和相互作用表象在某个时刻 t_0 完全重合，

$$\phi_I(\mathbf{x}, t_0) = \phi_H(\mathbf{x}, t_0), |\psi(t_0)\rangle_I = |\psi\rangle_H$$

据此假定可推出，两种表象的场算符之间仅仅相差一个么正变换：

$$\phi_I(\mathbf{x}, t) = U(t, t_0)\phi_H(\mathbf{x}, t)U^{-1}(t, t_0)$$

如果我们将这里的场算符 ϕ_I 和 ϕ_H 看成是哈格定理中的 ϕ_1 和 ϕ_2 ，那么根据哈格定理，由 ϕ_I 是自由场可以得出 ϕ_H 也是自由场的结论。这就意味着，相互作用表象的量子场论要么不存在

非平凡的相互作用,要么是不自洽的。

尽管哈格定理与量子场论中的紫外发散无关,但在其提出之初加剧了物理学界对量子场论的不信任态度。其中最悲观的看法是认为希尔伯特空间不适合作为量子场论的态空间。戴森就认为,“[哈格定理]表明,常规量子力学的希尔伯特空间是一个过于狭窄的框架,无法为量子场论的算符给出自洽的定义。正因如此,在希尔伯特空间框架内为场理论建立严格基础的尝试……总是无法得到任何非平凡的例子。就量子场论来说,究竟该如何扩大框架才能得到自洽的定义,是一个尚未解决的基本问题。”^[7]然而,如果没有希尔伯特空间,将特定态空间中的量子态视作粒子态就无从谈起,量子场论的粒子诠释将被彻底否定。

关于哈格定理的意义,玻戈留波夫提供了第二种具有代表性的看法,即:量子场论的态空间仍然是希尔伯特空间,但正则对易关系在该空间上没有福克表示,或者说其福克表示是“奇异的”。奇异表示的意思是,对任何一组看似有良好福克表示的正则变量,存在一种特殊的场变量之间的变换,使得变换后的粒子总数算符作用在变换前的任何给定粒子总数的态时,都会得到发散的结果。引用他的话说,“人们可能会认为相互作用场论中使用福克表示仍是可行的。……但哈格定理表明,事实并非如此:在任何有限的时间内,我们都必须采用正则对易关系的奇异表示(在奇异表示中,大体说来,每个态都包含无穷多个的粒子)。”([14], p.560)不能构造在所有表示中对相同量子态取相同值的总数算符,就无法要求粒子诠释适用于所有表示。因此,按照玻戈留波夫的看法,在相互作用场论中,只有某些优越的表示才允许粒子诠释。

看待哈格定理的第三种观点,也是本文为之辩护的立场,建立在怀特曼的主张的基础上:相互作用场论的态空间仍然具有福克表示,但它与自由场的态空间并非同一个希尔伯特空间,单一的、普适的希尔伯特空间不足以同时描述自由场和相互作用场。([8], pp.162-164)这就意味着,怀特曼公理化体系中的公理

IV,即渐近完备性假设,在相互作用场论中并不成立。按照渐近完备性公设,散射过程中入射态构成的态空间 \mathbf{H}_{in} 、出射态构成的态空间 \mathbf{H}_{out} 以及完整理论的态空间 \mathbf{H}_{total} (自然包含相互作用态构成的态空间)是同一个希尔伯特空间:

$$\mathbf{H}_{in} = \mathbf{H}_{out} = \mathbf{H}_{total}$$

哈格定理适用于相互作用场论的前提,即在某一时刻相互作用表象和海森堡表象的希尔伯特空间相同的假设,实际上隐含了渐近完备性假设。因此,由这一前提所得出的结论,即在任意时刻相互作用场与入射自由场通过么正变换 $U(t, t_0)$ 相联系,两组场算符的正则对易关系么正等价的论点,也可以看成是渐近完备性假设的推论。

放弃渐近完备性假设同时保留散射矩阵方法的有效性的唯一合理途径,就是将渐近完备性看成是绝热近似的结果,而非严格成立的公理。在微扰相互作用场论中采用绝热近似,是将变化足够平滑的相互作用项作用的有限时间,拆分成无穷多个作用时间无穷小,且前后相互作用之差足够小的过程,则整个过程的散射矩阵可以被因子化为绝热过程的散射矩阵之积。相互作用不同的态空间彼此不同构,但它们之间的映射可被近似看作么正变换。

早在1965年,比约肯(J. Bjorken)和德雷尔(S. Drell)就在他们关于量子场论的著名教科书中,对于相互作用场和自由场之间的么正等价性假设提出过质疑。([15], p.175)稍晚一些,里德(M. Reed)和西蒙(B. Simon)在他们关于散射理论的著作中明确指出,自由哈密顿量和完整哈密顿量作用在两个不同的希尔伯特空间上。([16], p.317)近30年来,量子场论的主流教科书(例如佩斯金和施罗德^[9]、斯雷德尼奇^[10]和温伯格^[12])一般都不再提及哈格定理。这也从侧面说明,量子场论的公理化体系已成为一种过时的理论,其中的渐近完备性假设不足以用来刻画相互作用量子场论。

借助邓肯(A. Duncan)所构造的一个玩具模型,([17], pp.359-370)可以很容易说明相互作用态空间和自由入射态空间并非同一

个希尔伯特空间。考虑一个自由标量场 ϕ ，其哈密顿量为

$$H_1 = \frac{1}{2}\pi^2 + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 + \frac{1}{2}m_1^2\phi^2$$

通过引入自相互作用项 $V = \frac{1}{2}\delta m^2\phi^2$ ，并令 $m_2^2 = m_1^2 + \delta m^2$ ，完整的哈密顿量可写为

$$H_2 = H_1 + V = \frac{1}{2}\pi^2 + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 + \frac{1}{2}m_2^2\phi^2$$

这个玩具模型的奇特之处在于，从 H_1 的角度来看， H_2 是相互作用场的哈密顿量；而从 H_2 自身来看，它又是自由场的哈密顿量。显然， H_1 和 H_2 作用在不同的希尔伯特空间上，因为质量为 m_1 的自由粒子和质量为 m_2 的自由粒子，分别对应于庞加莱群的两个不同的么正不可约表示。

量子场论中相互作用态空间和自由入射/出射态空间并非同一个希尔伯特空间的事实，最清晰地体现在两者的真空态的差异上。自由态空间中的真空态即粒子数为 0 的态，而相互作用态空间的真空态充满了各阶真空激发的虚粒子。量子电动力学中的单圈真空极化，以及 ϕ^4 理论中的 2 圈真空泡（vacuum bubbles，见图 1），都是典型的低阶真空激发。包含真空激发的量子态所构成的态空间，将显著大于自由场论中入射态或出射态构成的态空间。自由场 ϕ_f 和相互作用场 ϕ_H 作用在两个不同的态空间的真空态上，自然给出不同的真空期望值；两者之间不可能通过一个么正变换 $U(t, t_0)$ 而联系起来。

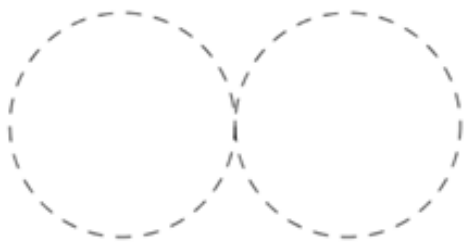


图 1 ϕ^4 理论的 2 圈真空泡

如果说自由场论中粒子的本体论地位稍弱于场的地位，相互作用场论中粒子的本体论地位要更弱一些。根据上面的讨论，相互作用态空间虽然仍有福克表示，从而允许粒子诠释，但这里的粒子包括真空激发产生的虚粒子。自

由场论中的粒子满足质量在壳（on-shell）条件 $p^2 = m^2$ ，因此是符合维格纳定义的粒子。但在相互作用场论中，真空激发产生的虚粒子不满足在壳条件，因此不能被看成是符合维格纳定义的粒子。这就是说，在相互作用场论中，将虚粒子态看成场的量子态而非粒子的量子态更为自然一些。较之自由场的粒子诠释，相互作用场的粒子诠释局限性更为明显。

三、从有效场论的角度来看

上文关于粒子与场的相对本体论地位的讨论，无论是自由场的情形，还是相互作用场的情形，都是在量子场论的理论框架下进行的，并未涉及量子场论本身的基本性和有效性问题。按照当代物理学和物理学哲学界的主流观点，量子场论只是一个有效理论（effective theory）。所谓有效理论，包括两层含义：其一，量子场论是一个经验上胜任的理论，具有强大的经验解释能力和预测能力；其二，量子场论并非关于实在的终极理论，而只是在一定能标下近似成立的合理理论。

量子场论中一系列理论概念（如规范对称性和自发对称破缺机制）和计算技术（如费曼图和重整化技术）的发展，极大提升了量子场论在经验上的解释广度和预测精度。依据微扰重整化方法，描述电磁相互作用的量子电动力学得以计算氢原子谱线的精细结构，理论计算值与兰姆（W. Lamb）位移实验的测量值误差小于 10^{-5}meV 。^[18] 对于弱相互作用，量子场论不仅建立了在高能下统一弱相互作用与电磁相互作用的温伯格-萨拉姆（A. Salam）理论，还对不可重整的四费米子理论能够有效地近似描述弱相互作用的低能行为给出了解释。对于强相互作用，量子场论则突破了微扰论失效的困难，发展出一套适合做强耦合场论的数值计算的形式体系，即格点场论，用以计算量子色动力学的低能端所描述的核物理现象。除了粒子物理学，量子场论还建立了与欧式空间的统计场论间的对应关系，并发展了理解相变与临界现象的一般方法，为量子场论在凝聚态物理

中的广泛应用构造了典型范例。^{[19], [20]}

另一方面,将量子场论理解为有效场论,在强调量子场论并非基本理论的同时,也表明它是一个合理的、自洽的理论。在量子场论建立之初,人们普遍认为,量子场论计算中的发散项表明该理论是不自洽的,通过重整化方法消除无穷大以得出合理的经验预言完全是人为的、武断的作法。这一看法的典型代表是狄拉克(P. Dirac)。狄拉克相信,“自然界的基本理论必须是优美的”,而重整化“是将理论的基本问题扫到地毯下的一种并不优雅的方式”。([21], p.337)

1970年代,威尔逊(K. Wilson)所发展的重整化群理论则表明,重整化是消除我们对高能细节无知的一种合理手段。重整化所选取的个别截断,反映了量子场论中的尺度(能动量尺度,也即时空间尺度)效应;我们可以通过重整化群将其联系起来,研究量子场论中的物理量如何随尺度变化而变化,从而在每一特定的尺度上为系统建立有效的描述。因此,量子场论虽然不是一个真正的基本理论,至少是某个更深层的理论(甚至可能不是场论)的低能近似。温伯格将之称为一条“非正式的定理”：“任何在足够低的能量和足够大的距离上看起来是洛伦兹不变的,并且满足集团分解原理的量子理论,在低能下看起来都像一个量子场论。”^[22]

量子场论作为一个有效理论,无害于它作为当代理论物理学基石的地位。事实上,广义相对论也是一个有效理论,奇点的存在表明该理论也是紫外不安全的。就现阶段来说,我们还没有一个合适的理论框架,来协调量子力学和广义相对论基本原理,同时消除这两大理论中的发散。将量子场论理解为有效场论,要求我们选择真正的物理态而非裸态来构成理论的态空间,这就为我们比较粒子与场的相对基本性提供了更清楚的视角。特别是,量子场论对紫外和红外发散的處理表明,粒子相对于场处于从属的地位。

量子场论中消除紫外发散的方法,一般是取高能截断 Λ ,即将场论计算中对能量积分的

上限取为 Λ 。取定高能截断,相当于对理论中的各项重新定义,引入合适的抵消项消除原理论中存在的无穷大。理论中的场、质量和相互作用的耦合常数等都需要修正,其修正系数依赖于 Λ ,从而保证修正后的理论得到有限结果。以 ϕ^4 理论为例,重整化哈密顿量为:

$$H = \frac{1}{2} Z_\phi (\pi^2 + (\nabla\phi)^2) + \frac{1}{2} Z_m m^2 \phi^2 + \frac{1}{4!} Z_\lambda \lambda \phi^4$$

将该哈密顿量与未重整化的哈密顿量进行对比,可以明显看出,每一个给定的高能截断都对应一组场算符、质量项和耦合常数值。对于不同的截断,理论中的场算符和质量项彼此不同。就态空间而言,重整化理论需要在未重整理论中积掉所有能量高于 Λ 的态。因此,经过重整化程序后,每一个取定的截断都对应着一个特定的哈密顿量作用在特定的态空间上。如果我们采用相互作用场论的粒子解释,那么不同的截断就对应于不同种类的粒子,这将带来巨大的本体论负担。而场本体论者则可借助重整化群方程,将被修正的物理量视为同一种场在不同能标下相应物理量的跑动,从而至少可以将具有相同的未重整哈密顿量的理论识别为本体论上相同的项。因此,场本体论相比粒子本体论显得更为自然。

另一方面,量子场论对红外发散的處理则表明,所谓的自由场并不存在,自由场的量子态并非真正的物理态。与散射理论中假定相互作用项仅在有限时空区域内起作用而在无穷远处为自由场不同,在量子场论中,我们不能将时间趋于无穷远处的渐近态严格等同于在自由场论的哈密顿量作用下演化的自由态。例如,在描述电子、光子及其耦合的量子电动力学中,如果假定电子在无穷远处处于裸态(bare states),那么理论存在红外发散,需要进行重整化。在法捷耶夫-库利什(Faddeev-Kulish)重整化方案中,^[23]抵消理论中发散项的,是假定电子在无穷远处仍然可以辐射能量极小的光子。只有将电子与极小能量的光子合在一起的缀饰态(dressed states)构成的态空间作为渐近态空间,才能得到有限的散射矩阵以计算其他需要的物理量。鉴于裸态并非真实的物理态,

自由场论的粒子诠释就失去了物理意义。而真实的物理态，所谓缀饰态，则可以被理解为场的叠加态。

结 论

量子场论的本体论问题，因其相对于量子力学的特殊性而更为复杂。本文主要从量子场论态空间的角度，探讨了量子场论中粒子诠释的可行性与局限性，以及粒子与场的相对本体论地位。

量子场论的希尔伯特空间具有福克表示，是量子场论允许粒子诠释的前提。在自由场论中，量子态既可以看成是场的本征模的激发态，也可以看成是由单粒子态构成的多粒子态。这表明在自由场论中，赋予场与粒子以相同的本体论地位具有一定的合理性。然而，自由场论允许存在不同粒子数的叠加态。因此，严格来讲，粒子的本体论地位要稍弱于场的地位。

相互作用场的态空间虽然同样存在福克表示，从而允许粒子诠释，但它与自由场的态空间并不是同一个希尔伯特空间。公理化量子场论中的渐近完备性假设，以及作为哈格定理前提的自由场与相互作用场表示幺正等价的假定，在相互作用场论中并不严格成立。与自由场的真空态不同，相互作用场的真空态包含真空激发产生的虚粒子，这些虚粒子不服从质量在壳条件，因而不能被看成是满足维格纳定义的粒子。因此，在相互作用场论中，粒子诠释的局限性较之自由场的情形更为明显。

按照当今物理学界的主流看法，量子场论只是一个有效理论，更深层的理论甚至可能不是场理论。因此，场相对于粒子更基本的立场仅在量子场论的概念框架下才成立。站在有效场论的角度，粒子的从属地位更为明显。量子场论的紫外截断表明，场本体论较之粒子本体论显得更为合理和自然。量子场论的红外修正则表明，所谓的自由粒子态并非真正的物理态；真正的物理态，所谓缀饰态，是场的叠加态。作为粒子物理学标准模型的理论框架，量子场论仅允许在宽泛的意义上给出粒子诠释。

[参考文献]

- [1] Kuhlmann, M. Quantum Field Theory [EB/OL]. *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, <https://plato.stanford.edu/archives/sum2023/entries/quantum-field-theory/>. 2023-06-21.
- [2] Wallace, D. 'Taking Particle Physics Seriously: A Critique of the Algebraic Approach to Quantum Field Theory' [J]. *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 2011, 42(2): 116-125.
- [3] Sebens, C. T. 'The Fundamentality of Fields' [J]. *Synthese*, 2022, 200(5): 380.
- [4] Teller, P. *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory* [M]. Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1995.
- [5] Malament, D. B. *In Defense of Dogma: Why There Cannot Be a Relativistic Quantum Mechanics of (Localizable) Particles* [M]. Dordrecht: Springer Netherlands, 1996: 1-10.
- [6] Wald, R. M. *Quantum Field Theory in Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics* [M]. Chicago: University of Chicago Press, 1994.
- [7] Earman, J., Fraser, D. 'Haag's Theorem and Its Implications for the Foundations of Quantum Field Theory' [J]. *Erkenntnis*, 2006, 64(3): 305-344.
- [8] 雷蒙德·斯特里特·阿瑟·怀特曼. PCT定理、自旋-统计关系及其他 [M]. 张昊译, 北京: 北京大学出版社, 2023.
- [9] Peskin, M. E., Schroeder, D. V. *An Introduction to Quantum Field Theory* [M]. Reading, Mass: Addison-Wesley Pub. Co, 1995.
- [10] Srednicki, M. A. *Quantum Field Theory* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [11] Benitez, F. 'Particles, Fields, and the Ontology of the Standard Model' [J]. *Synthese*, 2023, 201(1): 20.
- [12] Weinberg, S. *The Quantum Theory of Fields* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [13] Fraser, D. 'The Fate of "Particles" in Quantum Field Theories with Interactions' [J]. *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 2008, 39(4): 841-859.
- [14] Bogolubov, N. N. *Introduction to Axiomatic Quantum Field Theory* [M]. Reading, Mass: WA Benjamin, 1975.
- [15] Bjorken, J. D., Drell, S. D. *Relativistic Quantum*

- Fields*[M]. New York: McGraw-Hill, 1965.
- [16] Reed, M., Simon B. *Methods of Modern Mathematical Physics. 2: Fourier Analysis, Self-Adjointness*[M]. Nachdr. San Diego: Acad. Pr, 2007.
- [17] Duncan, A. *The Conceptual Framework of Quantum Field Theory*[M]. Oxford: Oxford University Press, 2012.
- [18] Scully, M. O., Svidzinsky, A. A. 'The Lamb Shift- Yesterday, Today, and Tomorrow'[J]. *Science*, 2010, 328(5983): 1239-1241.
- [19] Weinberg, S. 'Effective Field Theory, Past and Future'[J]. *International Journal of Modern Physics A*, 2016, 31(6): 1630007.
- [20] Wilson, K. G. 'The Origins of Lattice Gauge Theory'[J]. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 2005, 140: 3-19.
- [21] Farmelo, G. *The Strangest Man: The Hidden Life of Paul Dirac, Mystic of the Atom*[M]. New York: Basic Books, 2009.
- [22] Weinberg S. 'What is Quantum Field Theory, and What did We Think It Was?'[A], Cao, T. Y. (Ed.) *Conceptual Foundations of Quantum Field Theory*[C], 1st Ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999, 241-251.
- [23] Kulish, P. P., Faddeev, L. D. 'Asymptotic Conditions and Infrared Divergences in Quantum Electrodynamics'[J]. *Theoretical and Mathematical Physics*, 1971, 4(2): 745-757.

[责任编辑 王巍 谭笑]

