

从爱因斯坦到引力量子场论： 引力规范理论百年历程与范式转换

高远坤¹ 吴岳良^{1,2,3}

(¹ 中国科学院大学国际理论物理中心(亚太地区), 北京 100190;

² 中国科学院理论物理研究所引力波物理与宇宙学研究中心, 北京 100190;

³ 中国科学院大学引力波宇宙太极实验室(北京/杭州), 北京 100049)

摘要 引力与规范原理的融合, 自广义相对论诞生以来, 一直是理论物理百年探索的核心主线。本文以从“几何范式”到“物质范式”的视角转换为纲领, 系统梳理了这一融合进程的两大阶段。第一阶段以规范原理为起点, 经由 Utiyama 的局域洛伦兹规范理论、Sciama 的自旋-挠率耦合、Kibble 的庞加莱规范引力, 直至 Hehl 等建立的黎曼-嘉当时空几何与规范场论框架, 深刻揭示了规范原理与时空引力的内在联系。然而, 该阶段始终沿循“从时空几何出发”的传统范式。第二阶段以本文作者之一提出的引力量子场论为标志, 实现了根本性的范式转换: 将基本粒子自旋所对应的规范对称性 $SP(1,3)$ 确立为物质基本组元独立且第一性的内禀对称性。由此涌现出双标架时空、非对易的纤维丛式引力规范时空等全新结构, 使引力动力学从量子场论基本原理中自然导出, 突破了传统弯曲时空几何的框架限制。本文系统阐述了两大阶段的历史脉络、核心物理思想、关键数学结构及场方程特征, 对比分析了其本质差异与内在联系, 并阐明了在引力量子场论框架下构建广义标准模型、实现四种基本相互作用统一描述的理论自洽性。

关键词 引力规范理论; 引力量子场论

DOI: 10.27024/j.wlygc.2026.05.15.is

FROM EINSTEIN TO GRAVITATIONAL QUANTUM FIELD THEORY: A CENTURY OF GRAVITY GAUGE THEORY AND ITS PARADIGM SHIFT

GAO Yuankun¹ WU Yueliang^{1,2,3}

(¹ International Centre for Theoretical Physics Asia-Pacific (ICTP-AP), University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190;

² Center for Gravitational Wave Physics and Cosmology, Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190;

³ Taiji Laboratory for Gravitational Wave Universe (Beijing/Hangzhou), University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

Abstract The merging of gravity and the gauge principle has been a central thread in the century-long exploration of theoretical physics ever since the birth of general relativity. Taking the perspective shift from the “geometric paradigm” to the “matter paradigm” as its guiding thread, this paper systematically traces the two major stages of this merging process. The

收稿日期: 2026-05-15; 修回日期: 2026-05-15; 出版日期: 2026-05-20

基金项目: 国家重点研发计划(批准号: 2020YFC2201501); 国家自然科学基金(批准号: 12547104, 12441504, 12147103, 11821505)和中国科学院战略性先导项目资助的课题。

通信作者: 吴岳良, ylwu@itp.ac.cn.

引文格式: 高远坤, 吴岳良. 从爱因斯坦到引力量子场论: 引力规范理论百年历程与范式转换[J]. 物理与工程, 2026, 36(3): 16-26.

Cite this article: GAO Y K, WU Y L. From Einstein to gravitational quantum field theory: A century of gravity gauge theory and its paradigm shift[J]. Physics and Engineering, 2026, 36(3): 16-26. (in Chinese)

first stage takes the gauge principle as its starting point, passing through Utiyama's local Lorentz gauge theory, Sciama's spin-torsion coupling, Kibble's Poincaré gauge gravity, and culminating in the Riemann-Cartan spacetime geometry and gauge field theory framework established by Hehl and others, thereby profoundly revealing the intrinsic connection between the gauge principle and spacetime gravity. Nevertheless, this stage consistently follows the traditional paradigm of "starting from spacetime geometry." The second stage, marked by the gravitational quantum field theory proposed by one of the present authors, realizes a fundamental paradigm shift: the gauge symmetry $SP(1,3)$ corresponding to the spin of elementary particles is established as an independent and primary intrinsic symmetry of the fundamental building block. From this, entirely new structures such as biframe spacetime and a noncommutative, fiber-bundle-like gravitational gauge spacetime emerge, enabling gravitational dynamics to be naturally derived from the basic principles of quantum field theory and breaking through the framework limitations of traditional curved spacetime geometry. This paper systematically expounds the historical trajectory, core physical ideas, key mathematical structures, and characteristics of field equations of the two major stages, compares and analyzes their essential differences and internal connections, and elucidates the theoretical self-consistency of constructing the generalized standard model and achieving a unified description of the four fundamental interactions within the framework of gravitational quantum field theory.

Key words gravity gauge theory; gravitational quantum field theory

引言：量子引力难题与规范路径的兴起

广义相对论与量子力学,作为现代物理学两大支柱,在各自适用领域内均取得了巨大成功,但它们的基本理论假设却存在着根本性的不兼容。广义相对论是背景无关的经典决定论,将引力诠释为四维动态时空流形的几何弯曲效应;量子力学则是以固定背景时空为基础的概率性理论,通过波函数与算符描述物理过程。当面对黑洞内部奇点、宇宙大爆炸初始时刻或普朗克尺度等需要同时考虑强引力与强量子效应的极端场景时,任何单一理论均告失效,发展自洽的量子引力理论便成为理论物理最核心的挑战之一^[1]。

量子引力的探索史远比通常认知更为久远。早在1916年,即广义相对论创立翌年,Einstein本人便已意识到引力场需要量子修正的必要性^[2]。此后百余年的探索历程,大致可归纳为两条主线^[3,4]:

(1) 协变形式:协变形式从量子场论视角出发,依赖背景时空,其核心目标是将广义相对论重构为平坦闵可夫斯基时空(或其他固定背景度规空间)上度规涨落的量子场论。1930年,Rosen-

feld首次将正则量子化程序应用于线性化的引力场,迈出了协变量子引力的第一步^[5,6]。Fierz与Pauli随后在1939年指出,引力场应该和自旋为2的无质量量子场相关^[7],Blokhintsev与Gal'perin则首次引入了现代意义上的“引力子”概念^[8]。经过Gupta对引力场量子化的系统性发展^[9],DeWitt和Feynman等开始计算引力场的费曼规则和圈图散射振幅^[10,11]。然而,后来t'Hooft、Veltman等的研究给出了一个令人失望的结论:纯广义相对论作为一个量子场论,在微扰论意义下是不可重整化的^[12-15]。这意味着在普朗克能标附近,标准量子场论的方法会产生无法被有限个参数吸收的无穷大。此后,研究者尝试了引入高阶曲率项的高阶引力理论^[16]和引入超对称的超引力理论^[17]等路径来改善发散行为,最终主流研究汇聚于一个更根本的框架——弦论,它通过用一维延展的弦替代零维点粒子,从根源上改写了微扰计算的短距离行为。

(2) 正则形式:正则形式从哈密顿正则量子化出发,与背景时空无关,其核心目标为让希尔伯特空间直接承载全度规(或度规的函数)对应的算符表示。Bergmann于1949年率先开始了非线性场论相空间量子化的研究^[18],Dirac则在1951年

完善了受约束系统的哈密顿力学框架^[19],这些研究为正则形式奠定了数学基础。随后 Bergmann、Dirac 等在之前的基础上,将广义相对论重铸成哈密顿形式,Arnowitt、Deser 和 Misner 则进一步给出了 ADM 形式,将四维时空度规分解为三维空间度规、位移矢量和时移函数,为寻找引力哈密顿量提供了清晰的几何诠释^[20]。接着 Peres 使用 ADM 形式得到了广义相对论的 Hamilton-Jacobi 形式^[21],Wheeler 据此提出了“时空泡沫”这一极具启发性的物理图景,认为在普朗克尺度时空的量子涨落将导致拓扑结构的剧烈变化^[22]。DeWitt 综合上述思想,于 1967 年写出了著名的 Wheeler-DeWitt 方程^[23]。然而该方程并非通常时间演化意义上的量子动力学方程,它不显含时间,波函数定义在全度规的超空间上,其物理内积的定义和概率诠释均遭遇根本性困难。此后的不懈努力最终汇聚为圈量子引力,它通过对广义相对论联络和标架变量的非微扰正则量子化,得到了面积和体积算符具有离散谱、时空在普朗克尺度呈现“原子化”结构的突破性结论。

在弦论和圈量子引力这两条宏大的“高速公路”之外,尚存在扭量理论^[24,25]、非交换几何^[26,27]、欧几里得路径积分量子引力^[28,29]等诸多颇具启发性的探索路径。超弦理论因拥有多达约 10^{500} 个真空解,已难以给出确定性的理论预言;而圈量子引力则尚未能统一描述其他基本相互作用及标准模型。本文集中论述的,则是另一条思想脉络清晰且与规范场论核心密切交融的道路——引力规范理论及其当代发展形态:引力量子场论。其核心思想可概括为:若自然界中的电磁力、弱力与强力均可由“局域规范对称性”这一基本原理统一描述,那么作为四大基本相互作用之一的引力,是否也应遵循某种形式的局域规范对称性?这一跨越百年的追问,谱写了理论物理史上关于规范对称性、时空几何与物质起源的恢弘思想交响。

1 引力规范理论:百年求索的几何范式

规范理论思想的种子,早在麦克斯韦电磁场方程组的位势表述中便已埋下。然而,真正将其提炼为“一种物理原理”的尝试始于 Weyl。1918 年,Weyl 提出局域尺度不变性(或称共形不变性)理论,试图在统一引力和电磁力的大框架下,使物

理定律在时空各点的尺度选择下均不变^[30,31]。尽管这一试图将电磁力纳入时空几何的理论方案最终被证明与实验不符,但其核心洞见——物理对称性应由整体推广为局域,并为此引入一个联络场作为补偿——却是革命性的。在量子力学建立后,Fock、London 和 Weyl 本人于 1929 年认识到,若将局域尺度不变性替换为量子力学波函数的局域相位不变性(即局域 $U(1)$ 不变性),则所引入的补偿场恰好就是电磁势,其场强对应电磁场张量^[32-34]。至此,规范理论正式诞生,它以“对称性决定相互作用”的纲领,提供了理解电磁相互作用的崭新视角。

1954 年,杨振宁和 Mills 将规范群从阿贝尔的 $U(1)$ 群开创性地推广到非阿贝尔的 $SU(2)$ 群^[35]。Yang-Mills 理论引入了规范场的自相互作用,其非线性结构远比阿贝尔情形丰富。正是在这一理论框架下,Glashow、Salam 和 Weinberg 于 1960 年代成功构建了统一描述电磁与弱相互作用的电弱理论^[36-38],随后 Fritzsche、Gell-Mann、Gross、Politzer、Wilczek 等基于 $SU(3)$ 对称性建立了描述强相互作用的量子色动力学^[39-41]。至此,以 $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 为内部规范对称性的粒子物理标准模型大厦巍然耸立,并历经数十年的严格实验检验^[42]。面对规范理论这一无与伦比的结构成功,一个自然而深邃的问题摆在物理学家面前:独立于三大相互作用理论框架的引力,是否同样源于某种内禀对称性的局域化?

回答上述问题需要一把钥匙,将广义相对论的几何语言转译为更接近规范理论的语言,这把钥匙便是标架形式。广义相对论创立之初,其数学表述完全建立在黎曼几何之上,基本变量是度规张量 $g_{\mu\nu}$,通过克氏符 $\Gamma_{\mu\nu}^\rho$ 和黎曼曲率张量 $R_{\sigma\mu\nu}^\rho$ 刻画时空弯曲。1920 年代,经过 Eddington 对仿射几何深刻但未竟的探索^[43],以及 Élie Cartan 对活动标架法、外微分和具有挠率流形的先驱性研究^[44-46],最终由 Weyl 完善了广义相对论的标架表示^[47]。

标架表示的核心是在时空的每一点,引入一组局域正交归一基底——标架场 e_μ^a 及其对偶标架场 e_b^ν (此处及后文拉丁字母 $a, b, \dots$ 标记标架,希腊字母 $\mu, \nu, \dots$ 标记坐标)。标架将弯曲时空的度规与局域洛伦兹惯性系的平坦闵氏度规联系

起来

$$g^{\mu\nu} e_\mu^a e_\nu^b = \eta^{ab} \quad (1)$$

式(1)蕴含着极为丰富的物理意义。标架场的存在,使得在弯曲时空的每一点都“附随”着一个局部的惯性系,这正是 Einstein 等效原理在数学结构上的直接体现。更关键的是,标架场的定义自身就携带着一个内在的对称性:局域洛伦兹对称性。对于任意局域的洛伦兹变换 $\Lambda_a^b(x) \in \text{SO}(1,3)$, 变换后的场 $e'^b(x) = \Lambda_a^b(x) e^a(x)$ 同样是一组合法的标架场。这一局域对称性,为后来耦合费米子提供了天然接口——因为狄拉克旋量是洛伦兹群的旋量表示,在弯曲时空中的定义需要借助标架场。

为了能平行移动带有标架指标的物理量(如狄拉克场),必须引入一个额外的联络,称为自旋联络 $\omega_\mu^a{}_b$, 其由标架条件

$$\nabla_\mu e_\nu^a = \partial_\mu e_\nu^a - \Gamma_{\mu\nu}^\rho e_\rho^a + \omega_\mu^a{}_b e_\nu^b = 0 \quad (2)$$

确定,且满足反对称性 $\omega_\mu^{ab} = -\omega_\mu^{ba}$ 。此时,仿射联络不再自然对称,而是可以分解为对称部分和反对称部分。Cartan 之前的研究已经揭示,若放弃广义相对论默认的无挠假设,仿射联络的反对称部分恰好定义了一个重要的几何量——挠率张量

$$T_{\mu\nu}^\sigma = 2\Gamma_{[\mu\nu]}^\sigma = \Gamma_{\mu\nu}^\sigma - \Gamma_{\nu\mu}^\sigma \quad (3)$$

挠率的几何意义是,一个矢量沿两个方向进行平行移动所形成的闭合平行四边形会出现缺口。与此同时,还可以将仿射联络分解为克氏符与挠曲系数的和,其中挠曲系数可以使用挠率进行表达。在标准广义相对论中,挠率被强加为零,这既是一个成功的唯象限制,也在逻辑上构成了一个极强的约束。标架形式和挠率概念的建立,为引力理论打开了比黎曼几何更为广阔的大门,后续引力规范理论的发展,正是在这幅更宽广的几何画卷上展开的。

在规范理论的现代形态成熟之前,标架形式与局域洛伦兹不变性之间的联系已被少数先驱者洞察。1930 年, Rosenfeld 在处理引力场量子化问题时,便已采用了标架形式^[6]。通过定义标架场 $h_{l,\rho}$ 的外微分 $\eta_{\rho\sigma}^l = \partial_\sigma h_{l,\rho} - \partial_\rho h_{l,\sigma}$, Rosenfeld 成功构造了一个同时具备整体和局域洛伦兹不变性的引力拉氏量,其形式在结构上已与现代 Yang-Mills 理论有相似之处。更重要的是, Rosenfeld 证明了其构造的拉氏量 $\mathcal{G}$ 与广义相对论的里奇标量密度 $\mathcal{R}$ 仅相差一个散度项

$$\mathcal{R} = \mathcal{G} - 2 \frac{d}{dx^\nu} \left(e_l h_l^\nu \frac{\partial (h_l^\sigma h_l^\nu)}{\partial x^\sigma} \right) \quad (4)$$

式(4)中的 e_l 代表对指标 l 求和, $h' = \det(h_{l,\rho})$ 。这一工作在当时未引起足够重视,但从今天的视角来看,它已经蕴含了“用标架变量构造规范不变引力作用量”这一核心思想,是引力规范理论史上被低估的先声。

Yang-Mills 理论建立仅两年后, Utiyama 敏锐地注意到规范场强的标准形式

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig(A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu) \quad (5)$$

与黎曼曲率张量在代数结构上的高度相似性,于 1956 年发表了其开创性的工作^[48]。Utiyama 的指导思想是:引力或许可以被描述为一个以洛伦兹群 $\text{SO}(1,3)$ 为规范群的规范理论。从一个在整体洛伦兹变换下不变的物质作用量出发,为将其推广到局域变换,便需要引入一个作用于标架指标的规范场。通过一系列推导, Utiyama 在预设时空为无挠黎曼时空的前提下,得到了极其优美的结论:该规范场正好对应于自旋联络,其与克氏符的关系为

$$\Gamma_{\rho\mu}^\nu = h_l^\nu \frac{\partial h_l^\rho}{\partial u^\mu} - A_{\rho\mu}^\nu \quad (6)$$

而规范场强则与黎曼曲率张量有着直接对应

$$F_{\mu\nu}^{kl} = h^{l\lambda} h^k{}_\lambda A_{\mu\nu}^a \quad (7)$$

尽管其推导过程从今天的眼光看略显繁复,并且预设了曲线坐标系,但 Utiyama 首次以规范场论的严谨数学语言,确立了这样一个至关重要的结论:在无挠黎曼时空的条件下,广义相对论等价于一个以局域洛伦兹群为规范群的规范理论。这一工作,正式拉开了引力规范理论系统研究的序幕。

Utiyama 的工作将广义相对论成功地“翻译”为规范理论,但尚未产生超越广义相对论的物理新意。几乎在同一时期, Sciama 另辟蹊径,从物质的自旋性质出发,实现了关键突破^[49]。当对标架场实施局域洛伦兹变换时,为使整个理论在局域变换下协变,必须引入一个与自旋流相耦合的新场——这正是自旋联络。在此框架下, Sciama 将标架场与自旋联络视为两个独立的场变量,并对由它们构成的总作用量分别进行变分。这一步骤释放了比广义相对论更多的理论自由度,最终可以得到两组场方程:一个类似于爱因斯坦方程,联系曲率与能动张量;另一个则前所未有地将自旋流与挠率联系起来。Sciama 发现,只有当自旋流

为零时,仿射联络才恢复为对称的克氏符,理论才退回标准的广义相对论。在一般情况下,物质的内禀自旋是挠率的物理源头。

与此同时,Sciama 将这一发现与 Belinfante 和 Rosenfeld 在 1940 年独立提出的修正能动张量联系起来^[50,51]。传统场论中的正则能动张量仅由平移对称性导出,往往不对称。Belinfante 和 Rosenfeld 通过手动添加一个由自旋角动量贡献的散度项,构造出了一个“自然对称”的能动张量。Sciama 的工作从局域洛伦兹规范对称性的高度,为 Belinfante-Rosenfeld 能动张量提供了自然的规范理论起源。如果说 Utiyama 用规范理论“复述”了广义相对论,Sciama 则用规范理论找到了超越广义相对论的理论生长点。

1961 年,Kibble 在一篇里程碑式的论文中,系统地整合并超越了之前的工作^[52]。Kibble 迈出了关键的一步:将对称群从单纯的洛伦兹群,推广到整个庞加莱群 $PO(1,3)$ 。在标准 Yang-Mills 规范程序中,每一个独立的对称性生成元都对应一个规范势。庞加莱群有十个生成元——六个驱动洛伦兹转动,四个驱动时空平移,分别对它们局域化的结果是:

(1) 洛伦兹对称性的局域化,引入规范势自旋联络 ω_μ^{ab} ,其规范场强恰为曲率张量 $R_{\mu\nu}^{ab}$ 。

(2) 平移对称性的局域化,引入规范势标架场 e_μ^a ,其规范场强恰为挠率张量 $T_{\mu\nu}^a$ 。

由此,标架场和自旋联络作为“几何与规范”的双重角色被完全厘清。相应的两组场方程也呈现出优雅的对称结构:曲率与能动张量配对,挠率与自旋角动量张量配对。这一完整的理论框架,被称为庞加莱规范引力理论。它不仅是引力,更是一种关于时空的规范理论,其基本场——标架和联络——既是几何结构的载体,也是规范相互作用的媒介。

如果说 Kibble 奠定了庞加莱规范引力的规范场论基础,那么 Hehl 及其合作者在 1970 年代的工作,则从几何学和规范场论两端出发,最终在远处汇合,建立了一个极为系统和完善的理论体系^[53]。从几何学的角度看,物理时空最一般的数学结构是配备了线性联络 Γ 的微分流形。联络可分解为三部分:克氏符(由度规和度规的导数决定)、挠率(联络的反对称部分)和非度规性(度规的协变导数不为零)。Hehl 等据此提出了一个清

晰的几何层级结构

$$(L_4, g) \xrightarrow{Q=0} U_4 \xrightarrow{T=0} V_4 \xrightarrow{R=0} R_4 \quad (8)$$

其中, Q, T, R 分别代表非度规性、挠率和曲率。狭义相对论对应平坦时空 R_4 ;广义相对论通过添加曲率 R ,对应黎曼时空 V_4 ;而庞加莱规范引力则通过进一步释放挠率 T ,对应黎曼-嘉当时空 U_4 。这为引力理论的发展提供了一幅清晰的几何谱系图景:从更复杂的几何结构出发,可以衍生出更丰富的物理内容,而广义相对论只是其中一个特殊的、简单的特例。

与此同时,Hehl 等还从规范场论的视角出发,通过对整体庞加莱对称性进行严格局域化,并考虑物质场的最小耦合,独立推导出了与基于几何方法完全一致的 U_4 时空理论。在 U_4 中,取度规 $g_{\mu\nu}$ 和挠曲系数 $S_{\mu\nu}^\rho$ 作为基本变量,对度规的变分得出能动张量 $\sigma^{\mu\nu}$,加上自旋部分的贡献可得总能动张量 $\Sigma^{\mu\nu}$,对挠曲系数的变分得出自旋角动量张量 $\tau_\rho^{\mu\nu}$ 。变分原理最终给出如下场方程

$$\begin{aligned} G^{\mu\nu} &= k \Sigma^{\mu\nu} \\ T^{\mu\nu\rho} &= k \tau^{\mu\nu\rho} \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $k=8\pi G$ 为爱因斯坦引力常数。式(9)中第一个方程是拓展的爱因斯坦方程,源是包含自旋贡献的总能动张量,其不再是对称张量。第二个方程则是代数性的嘉当方程,将挠率张量直接与自旋角动量张量联系起来。这一方程揭示了一个极其深刻的物理结论:挠率不是一个独立的动力学传播自由度,它是物质自旋分布的直接几何响应。在无自旋的真空中,挠率消失,理论自动回归广义相对论;在有自旋物质处,挠率非零。Hehl 等的这一双重论证,坚实地奠定了庞加莱规范引力作为“规范场论与时空几何融合典范”的理论地位。

此后,引力规范理论的研究向更高对称性和更丰富的几何结构不断推进。Ivanenko 等发展了该理论的纤维丛表述^[54],进一步澄清了其作为规范理论的数学根基。Hehl 等则将庞加莱群推广至仿射群,建立了度规-仿射引力理论^[55]。此外,庞加莱规范引力与诸多等价引力理论存在深刻的内在关联。例如,远距平行引力可视为在曲率和非度规性为零、挠率非零的几何中构建的等效理论;对称远距平行引力则是在曲率和挠率均为零、但非度规性非零的几何中构建,这些理论可统一

在引力的几何三元组框架下进行理解^[56]。

经过一个世纪的发展,引力规范理论在数学结构上已成为一个庞大而自洽的理论体系,其详细回顾可参阅专著^[57,58]。然而,所有这些探索,始终都遵循着同一个基本范式:从时空几何出发,以几何结构的复杂化为路径。

2 引力量子场论:从几何范式到物质范式的根本转变

前述引力规范理论的传统框架虽已深刻揭示了规范结构与时空几何之间的内在联系,但其出发点始终囿于“时空几何”本身。理论中的基本变量——度规、标架、联络——本质上是描述时空几何的数学对象,物质场及其对称性则被置于这一先验的几何舞台之上。在量子引力的层面上,这一范式面临着一个根本性的困境:它要求对时空几何本身进行量子化。

正是基于对这一基本问题的深刻洞察,本文作者之一独辟蹊径,经过多年探索^[59-68],最终实现了一个根本性的范式转换:不再追问“时空应具备何种对称性才能导出引力”,而是转而追问:“基本物质场自身独立自由度所蕴含的内禀对称性是什么?该对称性一旦局域化,又将产生怎样的后果?”由此,研究视角从时空几何转向基本物质场本身。这一新范式主张:自然界的基本规律与时空的几何属性,皆由基本物质场的内禀性质所决定。在该思想指导下建立的普适框架,即被称为引力量子场论(Gravitational Quantum Field Theory, GQFT)。GQFT旨在从一个比“时空对称性”更为基本的原理出发,采用与描述其他基本相互作用完全对等的量子场论语言,来呈现引力的动力学。

GQFT以量子场论中描述费米子的基本物质场——狄拉克旋量场——为理论起点进行构建。在闵氏时空中,其标准作用量为

$$S_{\text{Dirac}} = \int d^4x \left[\frac{1}{2} (\bar{\psi}(x) \gamma^a \delta_a{}^\mu i \partial_\mu \psi(x) + \text{h.c.}) - m \bar{\psi}(x) \psi(x) \right] \quad (10)$$

作用量(10)中包含两种不同性质的指标:希腊指标 $\mu, \nu, \dots$ 标记外部闵氏时空的坐标,而拉丁指标 $a, b, \dots$ 则标记“内部旋量空间”。狄拉克场在外部

时空庞加莱变换下按庞加莱群的表示变换,与此同时,其在旋量空间中按自旋规范群 $\text{SP}(1,3)$ (即 $\text{SO}(1,3)$ 的旋量覆盖群)变换。

在传统观念中,旋量空间的 $\text{SP}(1,3)$ 对称性被看作是外部时空洛伦兹对称性“诱导”出来的附属性质——时空的转动直接决定了旋量的转动方式。然而,本文作者之一在此作出了一个影响深远的本体论转向:将 $\text{SP}(1,3)$ 提升为基本物质场的独立内禀对称性。这一论断意味深远——它不再是时空几何的附属物,而是基本物质场“与生俱来”的根本属性,属于最基本的物理对称性之一。这一从“衍生”到“内禀”的转变,初看似乎仅是哲学视角的调整,实则引发了整个理论架构的连锁变革。

将 $\text{SP}(1,3)$ 确立为物质场基本的、独立的对称性之后,它必须服从规范对称原理:自然界的基本规律与场的局域构型无关。这意味着物质场内部对称性需遵循规范场论的标准步骤:对其施行局域化,并引入相应的规范场以实现协变性。为此,这自然地导致普通导数必须由一个双标架结构所定义的协变导数来取代

$$i \delta_a{}^\mu \partial_\mu \rightarrow i \hat{\chi}_a{}^\mu (i \partial_\mu + g_s \mathcal{A}_\mu) \equiv i \hat{\mathcal{D}}_a \quad (11)$$

式(11)中引入了两个关键项:

(1) 自旋规范场 $\mathcal{A}_\mu$:它是规范势 $\mathcal{A}_\mu = \mathcal{A}_\mu^{ab} \frac{1}{2} \Sigma_{ab}$,直接对应着 $\text{SP}(1,3)$ 对称性局域化的要求,其中 $\Sigma_{ab} = \frac{i}{4} [\gamma_a, \gamma_b]$ 是该群旋量表示的生成元。

(2) 引力规范场 $\chi_a{}^\mu$ 及其对偶 $\hat{\chi}_a{}^\mu$:它们负责将作用于内部旋量空间的协变矢量“转译”到外部时空坐标,确保整个拉氏量密度在外部时空中的积分具有良好定义。

GQFT所描述的时空结构,在复杂性及丰富性上超越了以往的引力理论。GQFT包含两个非同构的时空概念,二者通过一种新颖的双标架机制相互关联,构成了数学上的纤维丛结构:

(1) 外部坐标时空:在此框架下,GQFT天然满足广义坐标不变性,这意味着自然界的基本规律与外部时空背景的具体选取无关。与基于弯曲时空动力学的广义相对论不同,该理论始终允许选取整体平坦的闵氏时空作为底时空,因为基本引力场是双协变矢量型引力规范场,而非时空度规场。这一特性既与广义相对性原理相符,也与

量子场论框架自洽。该底时空基底采用熟悉的坐标基底 ∂_μ 和对偶基底 $d\mathbf{x}^\mu$ 。

(2) 内部涌现时空: 由自旋相关的矢量时空指标直接张成, 是一个与物质内禀属性共生、具有全新性质的物质时空。该自旋相关的内禀时空基底记为 δ_a , 对偶基底记为 $d\zeta^a$ 。

这两个时空通过引力规范场实现相互转译

$$\delta_a = \hat{\chi}_a{}^\mu \partial_\mu, \quad d\zeta^a = \chi_\mu{}^a d\mathbf{x}^\mu \quad (12)$$

这一结构与以往所有引力理论截然不同。传统的标架场, 连接的是弯曲时空的坐标基底与“局域惯性系”的洛伦兹基底; 这里的引力规范场连接的则是由物质旋量结构决定的涌现时空与量子场论中描述物质场动能的外部时空, 而后者始终可以被选取为整体平坦的。时空本身不再是先验的几何实体, 而是从物质的内禀对称性中“涌现”出来的。

与传统时空坐标偏导数彼此对易 $[\partial_\mu, \partial_\nu] = 0$ 不同, 由于双标架场的非平凡配置, 涌现时空的基底并不对易

$$[\delta_c, \delta_d] = \hat{\mathcal{F}}_{cd} \delta_a \quad (13)$$

其中的结构常数 $\hat{\mathcal{F}}_{cd}$ 完全由引力规范场 $\chi_\mu{}^a$ 的外微分 $\mathcal{F}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \chi_\nu{}^a - \partial_\nu \chi_\mu{}^a$ 经过标架场的指标转换构成。这一等式揭示了, 由物质内禀对称性导出的涌现时空本质上是一个非交换几何时空。引力的效应在这里表现为涌现时空基底的非交换性, 而这种非交换性与引力规范场的构型直接绑定。这个与内禀自旋相关的、由引力规范场刻画的内禀涌现时空被称为“引力规范时空”, 其为理解量子引力中时空的起源与结构提供了全新视角。

在规范场论框架下, 得到规范场和时空结构后, 下一步就是构造在 $SP(1, 3)$ 规范变换下严格不变的作用量。在引力规范时空中, 满足这些条件的最一般作用量为

$$S_{\text{GQFT}} = \int [d\zeta] \left[\frac{1}{2} (\bar{\psi}(x) \gamma^c \hat{\mathcal{D}}_c \psi(x) + \text{h. c.}) - m \bar{\psi}(x) \psi(x) - \frac{1}{4} \eta^{cc'} \eta^{dd'} \frac{1}{8} \text{Tr} \hat{\mathcal{F}}_{cd} \hat{\mathcal{F}}_{c'd'} + \frac{1}{4} \bar{M}_\kappa^2 \eta^{cd c' d'} \hat{\mathcal{F}}_{cd} \hat{\mathcal{F}}_{c'd'} + \frac{1}{16} M_A^2 \eta^{cd} \text{Tr} \left(\hat{\mathcal{A}}_c - \frac{\hat{\Omega}_c}{g_s} \right) \left(\hat{\mathcal{A}}_d - \frac{\hat{\Omega}_d}{g_s} \right) \right] \quad (14)$$

作用量(14)具有清晰的结构: 第一行给出是狄拉克场的动能项与质量项, 其中狄拉克场通过协变导数与引力规范场及自旋规范场耦合; 第二行的前一项是自旋规范场的正统 Yang-Mills 动能项, 由规范场强 $\hat{\mathcal{F}}_{cd}$ 构成, 后一项是引力规范场的动能项, 由相应的场强 $\hat{\mathcal{F}}_{cd}^a$ 构成, 其矩阵系数 $\hat{\eta}_{aa'}^{cd c' d'}$ 是为保证规范对称性而引入的; 第三行由自旋规范场与“纯引力”贡献的自旋联络项之差给出的规范不变质量项。其中, 常数 $\bar{M}_\kappa$ 是基本能量标度, M_A 是自旋规范场质量。

当通过引力规范场将该作用量变换至更熟悉的坐标时空表述时, 引力规范场动能项展现出与广义相对论之间的深刻内在联系

$$\frac{1}{4} \chi \tilde{\chi}_{aa'}^{\mu\nu \mu' \nu'} \mathcal{F}_{\mu\nu}^a \mathcal{F}_{\mu'\nu'}^{a'} \equiv \chi R - 2 \partial_\mu (\chi \tilde{\chi}^{\mu\rho} \tilde{\chi}_a{}^\sigma \mathcal{F}_{\rho\sigma}^a) \quad (15)$$

式(15)等号左侧中的 $\tilde{\chi}_{aa'}^{\mu\nu \mu' \nu'}$ 由 $\tilde{\eta}_{aa'}^{cd c' d'}$ 和对偶引力规范场 $\tilde{\chi}_a{}^\mu$ 定义, 右边第一项正是爱因斯坦-希尔伯特作用量中的里奇标量密度, 第二项则为全散度项。其中的“里奇标量” R 是使用自旋规范场 $\mathcal{A}_\mu^{ab}$ 中完全由引力规范场 $\chi_\mu{}^a$ 决定的那一部分——称为“自旋引力规范场”, 记为 Ω_μ^{ab} ——所构造的标量曲率

$$R = \tilde{\chi}_b{}^\mu \tilde{\chi}_a{}^\nu R_{\mu\nu}^{ab} \quad (16)$$

其中, $R_{\mu\nu}^{ab}$ 为自旋引力规范场 Ω_μ^{ab} 的场强张量

$$R_{\mu\nu}^{ab} = \partial_\mu \Omega_\nu^{ab} - \partial_\nu \Omega_\mu^{ab} + \Omega_{\mu c}^a \Omega_\nu^{cb} - \Omega_{\nu c}^a \Omega_\mu^{cb} \quad (17)$$

这一定义的精妙之处在于, 这里并未预设任何时空几何, 规范不变的作用量中却天然地包含了一个与广义相对论动力学一致的部分。同时, 理论也导出了仿射联络 $\Gamma_{\mu\sigma}^\rho$ 和引力规范场 $\chi_\mu{}^a$ 、自旋引力规范场 Ω_μ^{ab} 的关系

$$\Gamma_{\mu\sigma}^\rho = \tilde{\chi}_a{}^\rho \partial_\mu \chi_\sigma{}^a + \tilde{\chi}_a{}^\rho \Omega_{\mu b}^a \chi_\sigma{}^b \quad (18)$$

以及自旋引力规范场场强 $R_{\mu\nu}^{ab}$ 和黎曼曲率张量 $R_{\mu\nu}^\rho$ 的关系

$$R_{\mu\nu}^{ab} = \tilde{\chi}_\rho{}^a \tilde{\chi}^{b\rho} R_{\mu\nu}^\rho \quad (19)$$

这些关系式并非巧合, 而是引力规范理论中相应经典结构在 GQFT 框架下的自然重现。

在 GQFT 中, 引力不再被解释为时空弯曲的几何效应, 而是自旋规范对称性局域化后动力学自然涌现的物理结果。由于作用量(14)是在引力规范时空中构建的, 其形式天然与坐标选取无关。当通过引力规范场将其转换到坐标时空时, 将自

动呈现出隐形的广义线性群对称性 $GL(1, 3, \mathbb{R})$, 而正是这一对称性构成了广义相对论的基础。值得注意的是, 这一对称性在此框架下是由规范不变原理自动导出的, 而非人为假定。

对作用量中各场变量进行变分, 便可得到理论的全部运动方程。其中, 通过对引力规范场 χ_{μ}^a 进行变分, 并借助诺特定理加以巧妙处理, 引力部分的动力学方程最终可以表述为一种在形式上类似于爱因斯坦场方程的推广形式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\chi_{\mu\nu}R + \gamma_w \mathcal{G}_{\mu\nu} = 8\pi G_\kappa T_{\mu\nu} \quad (20)$$

其中, $\chi_{\mu\nu} = \chi_{\mu}^a \chi_{\nu}^b \eta_{ab}$ 被称为引力度规场, G_κ 为有效引力常数。与传统爱因斯坦方程相比, 这里有两个根本性新特征:

(1) 额外的引力源项 $\gamma_w \mathcal{G}_{\mu\nu}$: 该项直接来源于新引入的自旋规范场, 与传统物质能动张量 $T_{\mu\nu}$ 共同影响引力的行为。其耦合强度由量纲为一的参数 $\gamma_w = \frac{M_A^2}{g_s^2 M_\kappa^2}$ 控制, γ_w 衡量了自旋规范场动力学相对于传统广义相对论项的比重, 可能在高能或强自旋密度环境下引发与广义相对论可观测的偏离。

(2) 场方程的非对称性: 与传统广义相对论中所有张量均对称不同, 这里的能动张量 $T_{\mu\nu}$ 和额外引力源项 $\mathcal{G}_{\mu\nu}$ 原则上都不是对称张量。因此, 该方程可以分解为对称和反对称两个独立的部分

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\chi_{\mu\nu}R + \gamma_w \mathcal{G}_{(\mu\nu)} &= 8\pi G_\kappa T_{(\mu\nu)} \\ \gamma_w \mathcal{G}_{[\mu\nu]} &= 8\pi G_\kappa T_{[\mu\nu]} \end{aligned} \quad (21)$$

这一结构在形式上虽与庞加莱规范引力中的“爱因斯坦方程+嘉当方程”组合相似, 但二者的物理内涵存在本质差异。

庞加莱规范引力从时空几何出发, 其反对称方程联系的是挠率与自旋流, 反映了几何结构对物质自旋的静态响应。相比之下, GQFT 从物质场出发, 其反对称方程联系的是物质能动张量的反对称部分(即与自旋流等内禀性质相关的部分)与自旋规范场的非对称动力学, 刻画的是物质与引力之间更为深层、动态的相互作用。这些结构上的深刻差异, 也清晰地映射到了引力波这一关键的可观测物理现象上。与广义相对论只有两种极化模式不同, 研究表明 GQFT 中引力波存在五

种独立的极化模式: 一个标量模式, 两个矢量模式和两个张量模式^[69,70]。随着引力波观测精度的不断提升, 这些源自于内禀对称性的独特极化模式, 或将为甄别量子引力理论提供关键的实验窗口^[71]。

在 GQFT 的框架下回顾历史, 诸多熟悉的结构在更基本的原理之下被重新统一与诠释, 但这绝非简单的重复。GQFT 实现了与百年引力规范理论传统的创造性对话:

(1) 蕴含了 Rosenfeld 关于局域洛伦兹不变引力拉氏量由标架场外微分构造的思想。

(2) 印证了 Utiyama 关于规范场强与曲率张量之间深刻对应的洞见。

(3) 呼应了 Sciama、Kibble、Hehl 等关于自旋与挠率之间必然联系的物理直觉。

与此同时, 两者之间也存在根本性差异:

(1) 角色不同: 传统引力规范理论中的标架场, 作为平移对称性的规范势, 一旦直接与费米场耦合便会破坏平移对称性; 而 GQFT 中的引力规范场则作为 Goldstone 矢量玻色场, 以双协变矢量场的形式自然地成为无质量的引力子。这一差异导致二者在对称性要求及与费米子的规范耦合方式上截然不同^[59]。

(2) 根基不同: 前者建立在“规范化的时空对称性”之上, 后者则根植于“物质的内禀自旋规范对称性”。正是这一根本出发点的转移, 使 GQFT 得以自然实现从经典几何语言到现代量子场论语言的转变, 从而为引力提供了一个与标准模型中其他相互作用完全平权的描述框架。

GQFT 最显著的特征之一, 是其框架的高度可拓展性。前文论述仅包含了最基本的模块——狄拉克场与 $SP(1, 3)$ 对称性。在此基础上, 可以系统性地引入更多物质多重态与规范对称性, 逐步构建一个包罗万象的理论。本文作者之一于 2025 年沿着这一思路提出了广义标准模型(General Theory of the Standard Model, GSM)^[72,73], 其对称群为一直积群

$$\begin{aligned} \hat{G}_{\text{GSM}} &= SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times \\ &\quad WS_c(1, 3) \times SG(1) \end{aligned} \quad (22)$$

其中前三个因子是粒子物理标准模型的内部规范群, $SG(1)$ 是与手征无关的标度规范对称群。关键的新引力部分是共形非齐次自旋规范群

$$WS_c(1, 3) = SP(1, 3) \rtimes W^{1,3} \rtimes SP_c(1, 1) \quad (23)$$

这一庞大的对称群,可理解为传统时空庞加莱对称性在“内禀旋量空间”的完全推广与深化:

(1) $SP(1,3)$:自旋规范对称性。该对称性的矢量表示承担了类似洛伦兹对称性的角色,但本质上它反映的是旋量物质场的内禀属性,是一种旋量表示下的对称性。其规范场即为自旋规范场,在所有旋量物质场之间传递新的自旋规范相互作用。

(2) $W^{1,3}$:手性伪转动-自旋规范对称性。该对称性基于李政道和杨振宁关于弱相互作用宇称破坏所建立的粒子物理标准模型中,所有夸克和轻子皆为 Weyl 费米子。 $W^{1,3}$ 对称性可视为坐标时空平移对称性在旋量空间中的对应物,其局域化引入的规范场与通常引力规范场的地位紧密相关。该规范场在规范固定条件下获得质量,并成为稳定粒子可作为暗物质候选者,称之为暗引力子。

(3) $SP_c(1,1)$:手征共形-自旋规范对称性。该对称性是共形标度对称性在旋量空间的体现,引入了额外的规范自由度。同时,要求引入单态标量场确保拉氏量的手征共形标度对称性。这些基本标量场可提供原初势能,驱动宇宙极早期暴胀,并作为动力学暗能量来源解释当今宇宙的加速膨胀。

在 GSM 的框架下,可以得到一个真正统一的拉氏量。在该拉氏量中,标准模型中的三大相互作用——强、弱和电磁相互作用,与引力相关的所有规范场以及标度规范场,都在“局域对称性决定相互作用”这同一原理下和谐共处。对理论中的引力规范场进行变分所得到的引力动力学方程,在形式上将精确地回归到上文的核心方程(21)。不过此时方程中源项 T 和 G 的内容极大地丰富了,它们不仅包含了夸克、轻子三代粒子的贡献,还包含了希格斯场、标量场、所有规范场等诸多场的贡献。GSM 描绘了一个壮丽的统一图景:在普朗克能标之上,并不存在所谓独立的“引力”与“物质”之分,只有遵从共形非齐次自旋规范对称性和所有内部规范对称性的统一场,所有已知粒子及其相互作用,都在局域规范对称性原理的支配下,表现为同一物理实在的不同侧面。

除了构建 GSM 之外,GQFT 框架不仅被用于构建统一描述时空、物质与相互作用的万有理论——超统一场论(Hyperunified Field Theory, HUFT)^[60,62-65],还被广泛应用于天体物理^[74-76]、宇宙学^[77,78]、粒子物理^[79,80]等前沿领域,正逐步

发展为量子引力与统一理论交叉地带一个活跃而重要的研究范式。

从历史脉络来看,1918 年 Weyl 提出局域对称性思想,此后 Utiyama、Sciama、Kibble、Hehl 等在弯曲时空背景下,借助标架、联络、曲率与挠率等工具,逐步构建起系统的引力规范理论。GQFT 则在更高层面上,以物质内禀对称性为第一性原理,提出共形非齐次自旋规范对称性、引入双标架时空、非交换几何与涌现引力动力学等新概念,实现了这一领域的范式转换,体现了一个世纪以来的理论延续与突破。这一进程反映了物理学重大进展的典型特征:并非对旧理论的简单否定,而是对其核心洞见的吸收与深化。爱因斯坦曾以“时空告诉物质如何运动,物质告诉时空如何弯曲”概括经典引力的基本内容。GQFT 则在“自然界的基本规律与时空的几何属性由基本物质场的内禀性质所决定”这一思想指导下,将上述表述更新为:“基本物质场的共形非齐次自旋规范对称性决定引力和时空结构及其引力宇宙,双标架时空承载所有物质场相统一的运动学与动力学演化。”

3 结语

综上所述,引力规范理论虽然曾是一条相对边缘的探索路径,如今却在新范式下被扩展为更具包容性的理论框架,并被进一步用于阐明超统一场论的理论自治性根基与实验可检验性。这一从“几何范式”到“物质范式”的百年跨越,不仅重塑了我们对引力和时空本质的理解,更开启了从量子场论基本原理出发统一描述自然界所有基本相互作用的全新可能。

参 考 文 献

- [1] ROVELLI C. Quantum gravity [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- [2] EINSTEIN A. Approximative Integration of the Field Equations of Gravitation[J]. Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin (Mathematisch-Physikalische Klasse), 1916, 1916: 688-696.
- [3] ESPOSITO G. An Introduction to quantum gravity [J]. arXiv preprint arXiv: 1108.3269, 2011.
- [4] ROVELLI C. Notes for a brief history of quantum gravity [C]//9th Marcel Grossmann Meeting on Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Gravitation and Relativistic Field Theories (MG 9). 2000: 742-768.
- [5] ROSENFELD L. Über die Gravitationswirkungen des

- Lichtes[J]. Zeitschrift für Physik, 1930, 65(9): 589-599.
- [6] ROSENFELD L. Zur Quantelung der Wellenfelder[J]. Annalen der Physik, 1930, 397(1): 113-152.
- [7] FIERZ M. Über die relativistische Theorie kräftefreier Teilchen mit beliebigem Spin[J]. Helvetica Physica Acta, 1939, 12(1): 3.
- [8] BLOKHINTSEV D, GAL'PERIN F. Neutrino hypothesis and conservation of energy[J]. Pod Znamenem Marxisma, 1934, 6: 147-157.
- [9] GUPTA S N. Quantization of Einstein's gravitational field; general treatment[J]. Proceedings of the Physical Society A, 1952, 65: 608-619.
- [10] FEYNMAN R P. Quantum theory of gravitation[J]. Acta Physica Polonica, 1963, 24: 697-722.
- [11] DEWITT B S. The quantization of geometry[C]//International Conference on Relativistic Theories of Gravitation, 1964: 131-147.
- [12] DESER S, VAN NIEUWENHUIZEN P. Nonrenormalizability of the Quantized Dirac-Einstein System[J]. Physical Review D, 1974, 10: 411.
- [13] DESER S, VAN NIEUWENHUIZEN P. One Loop Divergences of Quantized Einstein-Maxwell Fields[J]. Physical Review D, 1974, 10: 401.
- [14] 'T HOOFT G, VELTMAN M J G. One-loop divergencies in the theory of gravitation[J]. Annales de l'Institut Henri Poincaré A, Physique théorique, 1974, 20(1): 69-94.
- [15] 'T HOOFT G. An algorithm for the poles at dimension four in the dimensional regularization procedure[J]. Nuclear Physics B, 1973, 62: 444-460.
- [16] STELLE K S. Renormalization of Higher Derivative Quantum Gravity[J]. Physical Review D, 1977, 16: 953-969.
- [17] FREEDMAN D Z, VAN NIEUWENHUIZEN P, FERARA S. Progress Toward a Theory of Supergravity[J]. Physical Review D, 1976, 13: 3214-3218.
- [18] BERGMANN P G. Non-Linear Field Theories[J]. Physical Review, 1949, 75: 680-685.
- [19] DIRAC P A M. The Hamiltonian form of field dynamics [J]. Canadian Journal of Mathematics, 1951, 3: 1-23.
- [20] ARNOWITT R L, DESER S, MISNER C W. The Dynamics of general relativity[J]. General Relativity and Gravitation, 2008, 40: 1997-2027.
- [21] PERES A. On Cauchy's problem in general relativity-II [J]. Il Nuovo Cimento (1955—1965), 1962, 26(1): 53-62.
- [22] WHEELER J A. Geometrodynamics and the issue of final state[C]//Les Houches Summer School of Theoretical Physics: Relativity, Groups and Topology, 1964: 317-522.
- [23] DEWITT B S. Quantum Theory of Gravity. 1. The Canonical Theory[J]. Physical Review, 1967, 160: 1113-1148.
- [24] PENROSE R. Twistor theory and the Einstein vacuum [J]. Classical and Quantum Gravity, 1999, 16: A113-A130.
- [25] PENROSE R, MACCALLUM M A H. Twistor theory: An Approach to the quantization of fields and space-time [J]. Physics Reports, 1972, 6: 241-316.
- [26] CONNES A, MARCOLLI M. Noncommutative Geometry, Quantum Fields and Motives[M]. Providence, R. I. : American Mathematical Society, 2019.
- [27] CONNES A. Noncommutative geometry[M]. San Diego: Academic Press, 1994.
- [28] HAWKING S W. Quantum Gravity and Path Integrals [J]. Physical Review D, 1978, 18: 1747-1753.
- [29] GIBBONS G W, HAWKING S W. Action Integrals and Partition Functions in Quantum Gravity[J]. Physical Review D, 1977, 15: 2752-2756.
- [30] WEYL H. Raum, zeit, materie: Volume 7[M]. Berlin: Springer, 1918.
- [31] WEYL H. Gravitation und Elektrizität [J]. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, 1918: 465-478.
- [32] JACKSON J D, OKUN L B. Historical roots of gauge invariance[J]. Review of Modern Physics, 2001, 73: 663-680.
- [33] WEYL H. Gravitation and the electron[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 1929, 15(4): 323-334.
- [34] LONDON F. Die Theorie von Weyl und die Quantenmechanik[J]. Naturwissenschaften, 1927, 15(8): 187-187.
- [35] YANG C N, MILLS R L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance[J]. Physical Review, 1954, 96: 191-195.
- [36] SALAMA. Proceedings of the 8th Nobel Symposium[C]. Stockholm: Almqvist & Wicksell, 1968.
- [37] WEINBERG S. A Model of Leptons[J]. Physical Review Letters, 1967, 19: 1264-1266.
- [38] GLASHOW S L. Partial Symmetries of Weak Interactions [J]. Nuclear Physics, 1961, 22: 579-588.
- [39] POLITZER H D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? [J]. Physical Review Letters, 1973, 30: 1346-1349.
- [40] GROSS D J, WILCZEK F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories[J]. Physical Review Letters, 1973, 30: 1343-1346.
- [41] FRITZSCH H, GELL-MANN M, LEUTWYLER H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture[J]. Physical Letters B, 1973, 47: 365-368.
- [42] SCHWARTZ M D. Quantum Field Theory and the Standard Model[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2014.
- [43] EDDINGTON A S. A generalisation of Weyl's theory of the electromagnetic and gravitational fields[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1921, 99(697): 104-122.
- [44] CARTAN É. La géométrie des espaces de Riemann[M]. Paris: Gauthier-Villars, 1925.
- [45] CARTAN É. Sur les variétés à connexion affine et la théorie de la relativité généralisée (première partie)[C]//Annales scientifiques de l'École normale supérieure; Volume 40. 1923: 325-412.

- [46] CARTAN É. Sur une généralisation de la notion de courbure de Riemann et les espaces à torsion[J]. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. Paris, 1922, 174: 593-595.
- [47] WEYL H. Elektron und Gravitation. I[J]. Zeitschrift für Physik, 1929, 56(5): 330-352.
- [48] UTIYAMA R. Invariant theoretical interpretation of interaction[J]. Physical Review, 1956, 101: 1597-1607.
- [49] SCIAMA D W. On the analogy between charge and spin in general relativity[J]. Recent developments in general relativity, 1962: 415.
- [50] ROSENFELD L J H C. Sur le tenseur d'impulsion-énergie [M]. Bruxelles: Palais des académies, 1940.
- [51] BELINFANTE F J. On the current and the density of the electric charge, the energy, the linear momentum and the angular momentum of arbitrary fields[J]. Physica, 1940, 7(5): 449-474.
- [52] KIBBLE T W B. Lorentz invariance and the gravitational field[J]. Journal of Mathematical Physics, 1961, 2: 212-221.
- [53] HEHL F W, VON DER HEYDE P, KERLICK G D, et al. General Relativity with Spin and Torsion: Foundations and Prospects[J]. Review of Modern Physics, 1976, 48: 393-416.
- [54] IVANENKO D, SARDANASHVILY G. The Gauge Treatment of Gravity[J]. Physics Reports, 1983, 94: 1-45.
- [55] HEHL F W, MCCREA J D, MIELKE E W, et al. Metric affine gauge theory of gravity: Field equations, Noether identities, world spinors, and breaking of dilation invariance[J]. Physics Reports, 1995, 258: 1-171.
- [56] HEISENBERG L. Review on $f(Q)$ gravity[J]. Physics Reports, 2024, 1066: 1-78.
- [57] OBUKHOV Y N. Poincaré Gauge Gravity Primer[J]. Lecture Notes in Physics, 2023, 1017: 105-143.
- [58] PONOMAREV V N, BARVINSKIY A O, OBUKHOV Y N. Gauge approach and quantization methods in gravity theory: Volume 10[M]. Nauka Moscow, 2017.
- [59] WU Y L. Gravitization equation and zero energy momentum tensor theorem with cancellation law in gravitational quantum field theory[J]. Physical Letters B, 2025, 868: 139689.
- [60] WU Y L. Foundations of the Hyperunified Field Theory [M]. World Scientific, 2022.
- [61] WU Y L. Gravidynamics, spinodynamics and electrodynamics within the framework of gravitational quantum field theory[J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2023, 66(6): 260411.
- [62] WU Y L. The foundation of the hyperunified field theory II—Fundamental interaction and evolving universe[J]. International Journal of Modern Physics A, 2021, 36(28): 2143002.
- [63] WU Y L. The foundation of the hyperunified field theory I—Fundamental building block and symmetry[J]. International Journal of Modern Physics A, 2021, 36(28): 2143001.
- [64] WU Y L. Hyperunified field theory and gravitational gauge-geometry duality[J]. The European Physical Journal C: Particles and Fields, 2018, 78(1): 28.
- [65] WU Y L. Unified field theory of basic forces and elementary particles with gravitational origin of gauge symmetry in hyper-spacetime[J]. Science Bulletin, 2017, 62(16): 1109-1113.
- [66] WU Y L. Maximal symmetry and mass generation of Dirac fermions and gravitational gauge field theory in six-dimensional spacetime[J]. Chinese Physics C, 2017, 41(10): 103106.
- [67] WU Y L. Theory of Quantum Gravity Beyond Einstein and Space-time Dynamics with Quantum Inflation[J]. International Journal of Modern Physics A, 2015, 30(28n29): 1545002.
- [68] WU Y L. Quantum field theory of gravity with spin and scaling gauge invariance and spacetime dynamics with quantum inflation[J]. Physical Review D, 2016, 93(2): 024012.
- [69] GAO Y K, HUANG D, MA Y L, et al. Linear dynamics and classical tests of the gravitational quantum field theory [J]. Physical Review D, 2024, 109(6): 064072.
- [70] GAO Y K, HUANG D, WU Y L. Gravitational wave generation and detection in gravitational quantum field theory[J]. The European Physical Journal C, 2025, 85(10): 1159.
- [71] XU C, JIN H B, WU Y L. Detector response to gravitational wave polarizations in gravitational quantum field theory[EB/OL]. (2025-04-02)[2026-05-18]. <https://arxiv.org/abs/2504.01809>.
- [72] WU Y L. Theoretical Foundations of the General Standard Model: A Unified Framework for Particle Physics and Cosmology[J]. arXiv preprint arXiv:2508.20128, 2025.
- [73] WU Y L. A general theory of the standard model and the revelation of the dark side of the universe[J]. Science Bulletin, 2025, 70: 1740-1744.
- [74] XU C, JIN H B, WU Y L. Detector Response to Gravitational Wave Polarizations in Gravitational Quantum Field Theory[J]. arXiv preprint arXiv:2504.01809, 2025.
- [75] CHEN Y JIAN, XU P, WU Y LIANG. Post-newtonian tests of gravitational quantum field theory with spin and scaling gauge symmetry[J]. The European Physical Journal C: Particles and Fields, 2025, 85(3): 228.
- [76] GAO D, NI W T. Frame-dragging effects in a gravitational quantum field theory [J]. Physical Review D, 2025, 111(8): 084039.
- [77] WANG Q Y, TANG Y, WU Y L. Inflation in Weyl scaling invariant gravity with R3 extensions[J]. Physical Review D, 2023, 107(8): 083511.
- [78] WANG Q Y, TANG Y, WU Y L. Dark matter production in Weyl R2 inflation [J]. Physical Review D, 2022, 106(2): 023502.
- [79] CHEN G S, YANG C B, BAO S S, et al. Revisiting the fermionic quasibound states around Schwarzschild black holes with improved analytic spectrum[J]. Physical Review D, 2025, 111(12): 125006.
- [80] HUANG D, TANG Y, WU Y L. Contributions to the muon $g-2$ from a three-form field[J]. Journal of High Energy Physics, 2023, 1: 117.