中国科学 : 物理学 力学 天文学 2026 年 第 56 卷 第 5 期 : 250002
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
评 述 兰州大学物理学科建立80周年专辑

有效场论对格点量子色动力学重子谱及电磁过程的研究

侯瑞敏[1,2,3], 马忠林[1,2,3*], 韩方超[1,2,3*], 诸葛愉[1,2,3*], 刘占伟[1,2,3*]

1. 兰州大学物理科学与技术学院, 兰州 730000
2. 兰州大学与中国科学院近代物理研究所联合共建强子与CSR物理研究中心, 兰州 730000
3. 兰州大学, 兰州理论物理中心, 教育部稀有同位素前沿科学中心, 量子理论及应用基础教育部重点实验室, 甘肃省理论物理重点实验室, 甘肃省量子物理基础学科研究中心, 兰州 730000

*联系人, 马忠林, E-mail: mzhonglin2023@lzu.edu.cn; 韩方超, E-mail: hanfch2023@lzu.edu.cn; 诸葛愉, E-mail: zhugy2025@lzu.edu.cn; 刘占伟, E-mail: liuzhanwei@lzu.edu.cn

收稿日期: 2025-11-03; 接受日期: 2026-01-05; 网络出版日期: 2026-04-09
国家自然科学基金(编号: 12175091, 12335001, 12247101)、高等学校学科创新引智计划(编号: B20063)和兰州市青年科技人才创新项目(编号: 2023-QN-107)资助

摘要 近年来, 随着计算机技术的显著进步, 格点量子色动力学在重子谱研究领域取得重要突破, 为理解非微扰区量子色动力学提供了第一性原理的计算支持. 格点量子色动力学的研究范围已从强相互作用逐步扩展至电磁相互作用及弱相互作用过程. 有效场论在将格点量子色动力学于非物理参数下得到的结果外推至物理区域中发挥了关键作用. 本文重点评述了哈密顿有效场论在解释格点量子色动力学数据方面的最新成果, 特别是在核子激发态以及超子谱研究中的应用. 通过同时拟合实验散射数据和格点能谱, 哈密顿有效场论有效约束了模型参数, 揭示了这些共振态的内部结构和动力学产生机制. 此外, 本文还讨论了哈密顿有效场论在电磁过程中的拓展应用.

关键词 有效场论, 格点量子色动力学, 重子谱, 强子电磁性质

PACS: 11.10.Ef, 13.40.-f, 14.20.-c, 21.30.Fe

1 引言

20世纪60年代以来, 夸克模型为强子谱提供了简洁而成功的分类框架, 并揭示了味SU(3)对称性及其破缺在强子结构中的重要作用[1,2]. 然而, 随着实验技术的改进和实验精度的提升, 出现了许多无法归纳到传统夸克模型下的奇特强子态, 如XYZ粒子等. 因此涌现出大量新结构理论来解释这些奇特强子态, 如紧致多夸克态、强子分子态、混杂态和胶球等[3–12]. 这表明简单的三夸克图像在强耦合区仍显不足, 亟需从量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)出发的更基础的描述.

作为强相互作用的基本理论, QCD在高能区凭借微扰论取得了成功, 但其低能区的非微扰特性导致

引用格式: 侯瑞敏, 马忠林, 韩方超, 等. 有效场论对格点量子色动力学重子谱及电磁过程的研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 250002
Hou R-M, Ma Z-L, Han F-C, et al. Effective field theory of baryon spectroscopy and electromagnetic processes in lattice QCD (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 250002, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0520

© 2026 《中国科学》杂志社

了解析困难. 为直接从QCD研究强子谱, 格点QCD模拟这一方法应运而生. 该理论于1974年由Wilson[13]最早提出. 当前, 格点QCD在非微扰能区从第一性原理出发, 能通过数值计算处理相关问题[14–23]. 尽管格点QCD进展显著, 作为一种离散化数值方法, 其模拟仍存在固有局限: 如有限的格子尺寸(L)与格点间距(a), 以及受限于计算资源而常采用大于物理值的夸克质量. 因此, 为获得物理可观测量, 格点结果需进行三项修正, 即手征延拓、有限体积效应修正与连续极限逼近.

有效场论[24]是一种在低能标下描述物理的理论. 它通过积分掉高能自由度, 保留相关的低能自由度(如π介子、K介子等戈德斯通玻色子), 构建满足系统对称性的有效拉氏量. 有效场论与格点QCD是共生共荣的. 有效场论为格点QCD提供分析框架, 它将离散的、非物理参数下的格点数据外推并连接到真实的物理世界. 而格点QCD则为有效场论提供输入和检验. 格点QCD基于第一性原理, 能够计算有效场论中的低能常数(Low-Energy Constants, LECs). 一旦从部分格点数据拟合出LECs, 就可以用有效场论作出更多预言, 并在格点上进行检验. 这极大地约束和验证了有效理论本身.

Lüscher公式[25–27]是联系格点QCD 有限体积能谱与无限体积散射过程的有力工具, 其优势在于以相对直接且模型无关的方式建立二者的对应关系. 目前, Lüscher公式已相当成熟, 关于两体散射形式的详细总结可参见近期综述[28–32]. 然而, 当体系涉及多个散射道或强耦合效应时, Lüscher公式的推广将变得相当复杂. 相比之下, 哈密顿有效场论(Hamiltonian Effective Field Theory, HEFT)在保持低能区Lüscher形式所保证的理论一致性的同时, 能够更自然地处理多通道耦合与非弹性效应. 值得注意的是, 哈密顿有效场论的本征矢量不仅给出能谱, 还蕴含强子的内部结构和组分信息, 为共振态成分分析提供了独特手段. 其基本思想是参数化裸三夸克态与强子耦合道之间的相互作用, 从而构建有效哈密顿量. 该哈密顿量在无限体积下可以同时描述共振态的质量、衰变宽度、散射相移及非弹性系数, 并可利用实验散射数据约束模型参数; 当推广至有限体积后, 所得到的离散本征能谱能够直接与格点QCD结果进行比较, 从而在实验观测与格点计算之间建立联系.

近年来, 哈密顿有效场论已经成功应用于核子激发态、Δ共振态、$\Lambda(1405)$以及$\Lambda(1670)$等体系的研究[33–44], 并在$\Omega(2012)$的内部结构探索中展现出独特优势. 随着格点QCD精度的提高与实验数据的积累, 哈密顿有效场论有望在更多超子激发态乃至重味重子等领域发挥更加重要的作用.

在介子谱学方面, 哈密顿有效场论也已成功用于轻味ρ共振、奇特粲偶素态$Z_c(3900)$以及含重味D_s和B_s近阈态等体系的研究[18,32,45,46]. 通过将裸介子态与多介子耦合道统一写入哈密顿量, 并结合格点有限体积能级与实验线形的联合分析, 可以在同一框架下刻画这些共振的极点位置及其裸核与分子组分的混合结构特征, 从而在谱学研究中建立起格点能谱、实验观测与内部结构之间的联系.

此外, 手征微扰理论(Chiral Perturbation Theory, ChPT)[47–52]作为低能QCD的有效理论被引入作为分析格点数据的理论工具. ChPT可以进行复杂的量子计算, 产出解析公式; 格点QCD可以提供强大的、第一性原理的数值数据. 两者结合, 能够有效地探索强相互作用的非微扰世界.

2 哈密顿有效场论简介

本节介绍如何利用哈密顿有效场论将格点QCD谱与实验观测建立联系. 该方法需要构建一个同时包含类似于夸克模型的三夸克裸核和双粒子的介子-重子态的模型, 并在无限体积中构建出描述这些态之间相互作用的哈密顿量, 通过拟合散射相移和非弹性系数等参数来约束该哈密顿量. 最后, 将构建好的哈密顿量推广到有限体积情形, 在此基础上对夸克质量进行外推, 从而在非物理区域下获得能谱, 与格点QCD的数值结果建立直接联系.

2.1 无限体积哈密顿有效场论

系统的哈密顿量可分为两部分

$$H = H_0 + H_{\text{int}}, \tag{1}$$

其中H_0为自由部分,

$$H_0 = |B_0\rangle\, m_B^0\, \langle B_0|$$

$$+\sum_{\alpha}\int \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}\,|\alpha(\boldsymbol{k})\rangle\left[\omega_{\alpha_M}(k)+\omega_{\alpha_B}(k)\right]\langle\alpha(\boldsymbol{k})|, \tag{2}$$

其中m_B^0可以解释为由三夸克核组成的裸重子, 其没有任何与介子-重子态的耦合, 在夸克模型中, 它的质量通常会随着轻夸克质量线性增长, 因此我们采用

$$m_B^0(m_\pi^2)=m_B^0\big|_{\rm phy}+\alpha_B^0\,(m_\pi^2-m_\pi^2\big|_{\rm phy}). \tag{3}$$

$|\alpha\rangle$表示针对裸重子所引入的介子-重子两粒子耦合道, 该两粒子态中重子(介子)能量为

$$\omega_{\alpha_{B(M)}}(k)=\sqrt{m^2_{\alpha_{B(M)}}+k^2}. \tag{4}$$

系统的相互作用部分同样可以分为两部分$H_{\rm int}=g+v$, 具体形式分别为

$$g=\sum_{\alpha}\int \mathrm{d}\boldsymbol{k}\left\{|\alpha(\boldsymbol{k})\rangle\,G^{\dagger}_{\alpha,B_0}(k)\,\langle B_0|+|B_0\rangle\,G_{\alpha,B_0}(k)\,\langle\alpha(\boldsymbol{k})|\right\}, \tag{5}$$

$$v=\sum_{\alpha,\beta}\int \mathrm{d}\boldsymbol{k}\,\mathrm{d}\boldsymbol{k}'\;|\alpha(\boldsymbol{k})\rangle\,V^S_{\alpha,\beta}(k,k')\,\langle\beta(\boldsymbol{k}')|. \tag{6}$$

一般地, 我们可以通过手征微扰理论推导出裸核与两粒子耦合道之间的动量依赖耦合形式. 下面给出自旋1/2情况下的势, 高自旋粒子的势可通过计算相应顶角的振幅并抽出相应分波的势来获得[53–57]. 对于偶宇称共振态

$$G_{\alpha,B_0}(k)=\frac{g_\alpha^{B_0}}{2\pi}\left(\frac{k}{f_\pi}\right)^{l_\alpha}\frac{1}{\sqrt{\omega_{\alpha_M}(k)}}u_\alpha(k), \tag{7}$$

相应的$2\to 2$相互作用势可取

$$V^S_{\alpha,\beta}(k,k')=v_{\alpha\beta}\frac{\bar{G}_\alpha(k)}{\sqrt{\omega_{\alpha_M}(k)}}\frac{\bar{G}_\beta(k')}{\sqrt{\omega_{\beta_M}(k')}}, \tag{8}$$

其中$\bar{G}_\alpha(k)=G_{\alpha,B_0}(k)/g_\alpha^{B_0}$, l_α为两粒子耦合道$|\alpha\rangle$的轨道角动量. 对于奇宇称共振态采取形式

$$G_{\alpha,B_0}(k)=\frac{\sqrt{3}\,g_\alpha^{B_0}}{2\pi f_\pi}\,\sqrt{\omega_{\alpha_M}(k)}\,u_\alpha(k), \tag{9}$$

相应的$2\to 2$相互作用势可取

$$V^S_{\alpha,\beta}(k,k')=v_{\alpha\beta}\frac{\left[\omega_{\alpha_M}(k)+\omega_{\beta_M}(k')\right]u_\alpha(k)\,u_\beta(k')}{8\pi^2 f_\pi^2\,\sqrt{2\omega_{\alpha_M}(k)}\,\sqrt{2\omega_{\beta_M}(k')}}, \tag{10}$$

其中, f_π=92.4 MeV为π介子衰变常数, $u_\alpha(k)$为正规化因子, 一般会使用指数型正规化因子$u_\alpha(k)=\mathrm{e}^{-k^2/\Lambda_\alpha^2}$, 或双极型正规化因子$u(k)=(1+k^2/\Lambda_\alpha^2)^{-2}$. 在合适模型参数下, 计算结果不会强烈依赖于一定范围内正规化因子的选择. 需要指出的是, 上述耦合形式本质上是一种有效的参数化, 不同工作的系数定义可能略有差异, 但在保持相同结构时不会影响所得到的物理结论. 实际应用中, 由于所研究强子的量子数及对称性表现不同, 其相互作用部分的具体形式也会有所差异, 特殊的相互作用项将在后文各粒子体系的分析中详细讨论.

哈密顿有效场论的核心优势在于能够利用无限体积下的实验观测数据来研究有限体积条件下的格点QCD能谱信息. 为了确保两种框架下对粒子性质的刻画保持一致, 建立不同动量表示之间的联系尤为关键. 在可与实验对接的数据方面, 主要包括散射截面、相移、非弹系数、散射长度以及共振态的质量与宽度等, 这些量均可通过T矩阵予以描述.

两粒子散射的T矩阵可通过求解给定分波下的三维耦合道Bethe-Salpeter方程得到

$$\begin{aligned}T_{\alpha,\beta}(k,k';E)=&V_{\alpha,\beta}(k,k';E)+\sum_{\gamma}\int q^2\mathrm{d}q\\&\times V_{\alpha,\gamma}(k,q;E)\frac{1}{E-\omega_\gamma(q)+\mathrm{i}\epsilon}\\&\times T_{\gamma,\beta}(q,k';E),\end{aligned} \tag{11}$$

其中$\omega_\gamma(q)$是两粒子耦合道$|\alpha\rangle$的质心能量, 耦合道势能$V_{\alpha,\beta}$可由相互作用哈密顿量得到

$$V_{\alpha,\beta}(k,k')=\sum_{B_0}G^{\dagger}_{\alpha,B_0}(k)\frac{1}{E-m_B^0}G_{\beta,B_0}(k')+V^S_{\alpha,\beta}(k,k'). \tag{12}$$

由T矩阵可以直接计算各种可观测量. 例如$\beta\to\alpha$过程的散射截面$\sigma_{\alpha,\beta}$, 以及$\alpha\to\alpha$过程的散射长度a_α

$$\sigma_{\alpha,\beta}=\frac{4\pi^3\,k^\alpha_{\rm cm}\,\omega^{\rm cm}_{\alpha_M}\,\omega^{\rm cm}_{\alpha_B}\,\omega^{\rm cm}_{\beta_M}\,\omega^{\rm cm}_{\beta_B}}{E^2_{\rm cm}\,k^\beta_{\rm cm}}\left|T_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}\left(k^\alpha_{\rm cm},k^\beta_{\rm cm};E_{\rm cm}\right)\right|^2, \tag{13}$$

$$a_\alpha=-\lim_{k\to 0}\pi\,\frac{\omega_{\alpha_M,{\rm cm}}\,\omega_{\alpha_B,{\rm cm}}}{E_{\rm cm}}\,T_{\alpha,\alpha}. \tag{14}$$

T矩阵与S矩阵的关系为

$$\begin{aligned}S_\alpha(E_{\rm cm})=&1-2\mathrm{i}\pi\,\frac{\omega_{\alpha_M}(k_{\rm cm})\,\omega_{\alpha_B}(k_{\rm cm})}{E_{\rm cm}}\,k_{\rm cm}\\&\times T_{\alpha,\alpha}(k_{\rm cm},k_{\rm cm};E_{\rm cm}),\end{aligned} \tag{15}$$

通过S矩阵可以进一步得到相移δ_α与非弹系数η_α的关系:

$$S_{\alpha,\alpha}(E) = \eta_\alpha \exp(2\mathrm{i}\delta_\alpha). \tag{16}$$

需要注意的是, 对于实验上无法区分中间态同位旋的散射过程, 需要将不同同位旋的T矩阵通过Clebsch-Gordan系数线性组合起来, 例如对于$K^- p$散射实验, 初态粒子同位旋均为1/2, 总的T矩阵需要考虑$I = 0$或$I = 1$两种情况, $T_{\alpha,\beta}(k,k';E) = a\,T^{I=0}_{\alpha,\beta}(k,k';E) + b\,T^{I=1}_{\alpha,\beta}(k,k';E)$. 而在提取特定共振态极点时, 则应选取对应同位旋的T矩阵, 通过在第二黎曼面上转动虚动量$q \to q \times \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta}$进行数值求解. 实际转角大小需根据耦合道数目合理选择, 否则极点可能无法有效显现.

2.2 有限体积哈密顿矩阵

在哈密顿有效场论中, 为了将无限体积下实验数据约束得到的相互作用推广至格点QCD有限体积环境, 需要将连续动量空间离散化, 并构建有限体积哈密顿矩阵. 对于格长为L的有限体积周期性立方晶格, 粒子动量被离散为$k_n^2 = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 n$, 其中$n \equiv n_x^2 + n_y^2 + n_z^2$并且$n_i$取整数.

自由部分的哈密顿矩阵可写为

$$\mathcal{H}_0 = \mathrm{diag}\{m_B^0, \omega_\alpha(k_0), \omega_\beta(k_0), \cdots, \omega_\alpha(k_1), \cdots\}, \tag{17}$$

相互作用哈密矩阵$\mathcal{H}_{\mathrm{int}}$为

$$\begin{pmatrix}
0 & \mathcal{G}^\dagger_{\alpha,B_0}(k_0) & \mathcal{G}^\dagger_{\beta,B_0}(k_0) & \cdots & \mathcal{G}^\dagger_{\alpha,B_0}(k_1) & \cdots \\
\mathcal{G}_{\alpha,B_0}(k_0) & \mathcal{V}^S_{\alpha,\alpha}(k_0,k_0) & \mathcal{V}^S_{\alpha,\beta}(k_0,k_0) & \cdots & \mathcal{V}^S_{\alpha,\alpha}(k_0,k_1) & \cdots \\
\mathcal{G}_{\beta,B_0}(k_0) & \mathcal{V}^S_{\beta,\alpha}(k_0,k_0) & \mathcal{V}^S_{\beta,\beta}(k_0,k_0) & \cdots & \mathcal{V}^S_{\beta,\alpha}(k_0,k_1) & \cdots \\
\vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots \\
\mathcal{G}_{\alpha,B_0}(k_1) & \mathcal{V}^S_{\alpha,\alpha}(k_1,k_0) & \mathcal{V}^S_{\alpha,\beta}(k_1,k_0) & \cdots & \mathcal{V}^S_{\alpha,\alpha}(k_1,k_1) & \cdots \\
\vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots
\end{pmatrix}, \tag{18}$$

其中,

$$\mathcal{G}_{\alpha,B_0}(k_n) = \sqrt{\frac{C_3(n)}{4\pi}}\left(\frac{2\pi}{L}\right)^{3/2} G_{\alpha,B_0}(k_n), \tag{19}$$

$$\mathcal{V}^S_{\alpha,\beta}(k_n,k_m) = \frac{\sqrt{C_3(n)\,C_3(m)}}{4\pi}\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 V^S_{\alpha,\beta}(k_n,k_m), \tag{20}$$

$C_3(n)$表示给定整数n在三维整数晶格(n_x,n_y,n_z)中的简并度. 我们强调, 对于不同的分波, 动量量子数n的求和起点并不相同: 对于S波, 求和从$n = 0$开始; 而对于更高阶的分波P和D波等, 则从$n = 1$开始, 这是因为高分波在零动量处相互作用为0.

求解总哈密顿矩阵本征方程可以得到有限体积下的本征能谱以及本征态组分. 所得结果可与格点QCD的计算结果进行对比, 从而检验模型的有效性, 并给出强子结构的预测. 本工作将哈密顿有效场论方法应用于一系列重要的重子共振态研究, 包括核子激发态、$\Lambda(1405)$、$\Lambda(1670)$和$\Omega(2012)$. 下文将依次对这些体系的分析方法与主要结果进行介绍.

3 手征微扰理论与费曼图

在ChPT的理论框架中, 费曼圈图是表征量子涨落及其关联效应的核心微扰项. 它们描述了粒子短暂地产生和湮灭的量子效应.

在手征微扰理论ChPT的框架下, 树图提供物理过程的领头阶贡献, 通常由经典理论给出. 例如, 重子的质量在树图级正比于夸克质量(或M_π^2).

圈图则引入了高阶的量子修正. 这些修正是非解析的(例如M_π^3, $M_\pi^4 \ln(M_\pi)$ 等), 无法通过简单的泰勒展开(树图级级数)得到. 这些非解析项是QCD低能动力学的效应, 如戈德斯通玻色子带来的长程相互作用.

尽管圈图在数学形式上与量子电动力学中的虚粒子过程相似, 但在ChPT的框架下, 其物理内涵更侧重于描述复合粒子(如核子)的内部结构及其低能激发行为. 典型的例子就是核子周围的π介子云.

3.1 手征外推

由于计算限制, 格点计算通常在比物理值重得多的夸克质量下进行, 直接得到的结果(如核子质量M_N)会偏大, 必须将其外推至物理π介子质量. 在无限体积下, 核子质量的手征展开式来自对有效拉氏量进行微扰计算. 圈图贡献了其中的非解析项[48,58–60].

核子的自能修正中单圈图的物理内容是核子被其自身的介子云所包围, 该介子云通过强相互作用的量

子涨落不断发生虚的发射和吸收过程. 从数学上看, 计算此类圈图需对圈线动量进行积分, 其结果常体现为M_ϕ的非整数幂次项或对数项. 这是圈图最标志性的贡献. 它直接反映了核子周围“介子云”的量子涨落对核子质量的贡献.

圈图的核心价值在于提供了手征外推所需的正确函数形式. 通过计算自能圈图, ChPT给出了核子质量的手征展开式[61]:

$$m_N = m + k_1 M^2 + k_2 M^3 + k_3 M^4 \ln\frac{M}{\mu} + k_4 M^4 + k_5 M^5 \ln\frac{M}{\mu} + k_6 M^5 + O(M^6), \tag{21}$$

其中, m为核子的裸质量, 系数k_i为含有低能常数的多项式.

重子质量m_0在手征极限下不为0, 这导致标准的重子ChPT圈图计算存在收敛性问题. 红外正规化和Extend-On-Mass-Shell (EOMS)方案通过重新安排微扰展开, 有效改善了级数的收敛性[60,62,63]. 重子手征微扰理论由于在圈图计算中严格保持相对论协变性, 并采用EOMS等重整化方案来保证收敛性, 是目前描述格点数据的最优方案. 由此, 重整化方案的选择成为理论模型误差的重要来源. 格点工作者可以利用此公式对不同M_π下的数据进行全局拟合[61,64–67], 确定c_1, c_2, c_3等低能常数, 从而实现可靠的外推. 这些低能常数是核子与介子相互作用拉氏量中耦合项的系数, 定量刻画了核子与介子的相互作用强度. 例如, g反映了核子与介子的基础耦合强度, c_1则主导核子质量随夸克质量的变化行为. 对低能常数的全局拟合, 本质上是通过格点数据约束, 构建一个可用于外推的解析函数.

3.2 有限体积效应修正

格点模拟在有限大小的时空盒子中进行, 导致能谱离散化且受边界影响. 本质上, 有限体积效应是由模拟时空盒子边界限制了虚粒子的传播所致.

理论上, 有限体积修正$\Delta M(L) = M(L) - M(\infty)$, 可通过计算同一圈图在有限体积(离散求和)与无限体积(连续积分)下的差值来获得[68]. 在得到格点数据后, 利用该结果进行修正, 可得到无限大体积下的估计值.

其中, 在无限体积中, 圈图积分是对连续动量空间进行积分. 而在有限体积中, 动量是离散的($k_n = 2\pi\sqrt{n}/L$), 因此圈图积分变为对所有离散动量求和: $\int \mathrm{d}^3\boldsymbol{l} \to \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 \sum_{n\in\mathbb{N}} C_3(n)$.

在无限体积条件下的外推研究中, 有限体积效应可以通过微扰展开来系统地考虑[69]. 当空间体积L足够大时, 目标粒子的内部自由度对有限体积效应而言几乎不起作用, 这些效应完全源自π介子圈图计算, 这意味着它们首先出现在次领头阶. 还有一个重要结论是, 对于任何与π介子场耦合的粒子, 其有限体积效应随π介子质量呈指数衰减. 迄今为止, 学界已在单圈阶完成了多项有限体积计算. 在核子领域, 质量、磁矩[70–72]等关键参数均已进行过精确计算.

对于一部分可观测量而言, Lüscher公式[25,69]提供了一种便捷而强大的替代方案. 该公式能在保持手征展开主导项的前提下, 以更少的工作量估算粒子质量中次领头阶的有限体积效应. 对于$\Delta(1232)$这类不稳定的共振态, 研究者可以将ChPT与Lüscher的有限体积方法相结合进行研究. 首先, 通过格点QCD计算有限体积下的能谱, 并利用Lüscher公式从中提取出散射相移; 进而, 将ChPT提供的散射振幅作为理论框架拟合这些相移数据, 从而系统性地确定共振态的各项性质.

4 哈密顿有效场论对重子谱的研究

4.1 核子激发态

1963年, Adelman团队[73]、Auvil团队[74]、Bareyre团队[75]及Roper团队[76]相继发现了Roper 共振态, 也就是$N(1440)$. Roper共振态是一个自旋$J = 1/2$、正宇称的共振态, 其极点质量为1.37 GeV, 宽度为0.18 GeV, 被认为是核子的第一径向激发态.

半个世纪以来, Roper共振态的性质一直难以被理解. 按照夸克模型预言, 负宇称的$N(1535)$作为核子的第一轨道激发态, 能量本应低于具有正宇称的第一径向激发态$N(1440)$, 但实验结果与之相反[77,78]. 这可能暗示其内部结构可能超越传统夸克图像. 对此, 格点QCD为从第一性原理出发研究该问题提供了重要途径. 近期, 包括澳大利亚阿德莱德大学亚原子物质结构中心(CSSM)在内的计算表明, 第一径向激发态的能量约为2 GeV, 高于$N(1440)$[79–84]. 近年来, 通过πN散射[85,86]、光生反应[87–93], 以及重味重子衰变[94–100]等反应, 对这些共振态进行了大量研究. 其中, 哈密顿

有效场论通过将无限体积下的$\pi N \to \pi N$散射数据和有限体积下的格点数据相结合, 在研究核子激发态的性质方面作出了巨大贡献[35,36,39,42,43,101,102].

哈密顿有效场论为研究$N(1440)$提供了重要的理论工具. 由于$N(1440)$的内部结构仍不清楚, 可以对其内部结构作出不同的假设[36]. 第一种假设是$N(1440)$由一个质量较大的裸三重态核心与πN, $\pi\Delta$和σN介子-重子两粒子道混合形成; 第二种假设是$N(1440)$完全由介子-重子相互作用动态生成, 不存在裸三重态核心; 第三种假设是$N(1440)$由与基态核子相关的低能裸组分构成并且与介子-重子贡献耦合. 三种假设均能较好地描述实验观测到的πN 散射相移和非弹性数据, 但第三种假设最能解释格点QCD的结果. 图1 [36,79,80,103,104]不仅重现了观测到的核子能级, 还解释了为何某些低能态在当前的格点QCD计算中未被发现.

一项关于奇宇称核子共振态的格点QCD研究发现, 它们的磁矩与组成夸克模型的预测相似[105,106]. 许多研究表明, $N(1535)$与πN, ηN和$K\Lambda$有显著的耦合[94,99,104,107–110]. 因此, 很自然地可以假设$N(1535)$和$N(1650)$是由介子-重子相互作用修饰的单粒子三夸克态构成. 为了验证这种假设的正确性, 可以通过哈密顿有效场论引入包含两个裸态的哈密顿量, 并结合散射数据与格点数据进行分析[42]. 研究发现, 这种假设不仅能解释散射相移和非弹性实验数据, 还能很好地描述格点QCD的结果. 这种假设也支持文献[35]提出的$N(1535)$主要由裸核贡献的观点.

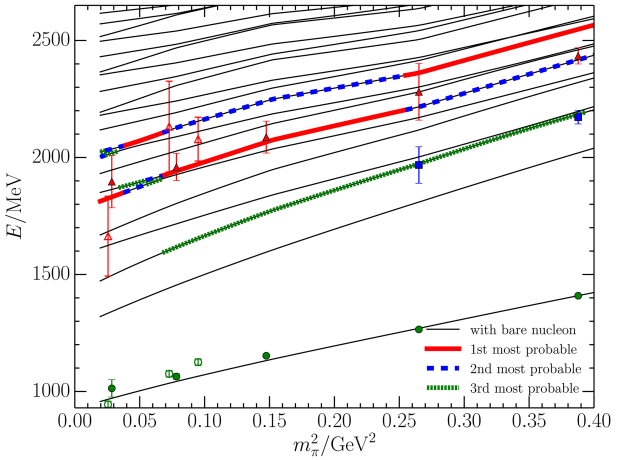


图 1 $J^P = 1/2^+$的有限体积能量本征态对π介子质量的依赖关系. 其中红色实线、蓝色虚线、绿色点线分别对应具有第一、第二、第三大裸态贡献的态. 实心符号数据来自CSSM合作组[79,103,104], 空心符号数据来自Cyprus合作组[80]. 图片取自文献[36]

Figure 1 Pion mass dependence of finite-volume energy eigenstates with $J^P = 1/2^+$. The red solid line, blue dashed line, and green dotted line correspond to the states with the largest, second-largest, and third-largest bare state contributions, respectively. Solid symbols represent data from the CSSM Collaboration [79, 103, 104], while open symbols represent data from the Cyprus Collaboration [80]. The figure is taken from ref. [36].

4.2 奇异重子激发态

4.2.1 $\Lambda(1405)$与$\Lambda(1670)$

在$S = -1$区域, 研究S波$\bar{K}N$反应是确定共振谱的有效工具. 在这些共振态中, $\Lambda(1405)$是一个比较特殊的共振态. $\Lambda(1405)$共振态是量子数为$I(J^P) = 0(1/2^-)$的重子共振态, 奇异数$S = -1$, 最初由Dalitz和Tuan[111,112]预测, 随后氢气泡室实验在$\pi\Sigma$能谱中得到证实[113]. 含有奇异夸克的$\Lambda(1405)$质量低于$N(1535)$, 这种质量翻转不符合传统夸克模型的预期. 大量研究已致力于解释这一现象. 随着手征微扰理论的发展, Oller和Meissner[114]提出$\Lambda(1405)$ 态可能由两个$I = 0$位于$\pi\Sigma$和$\bar{K}N$阈值之间的极点组成, 这一发现引起了研究人员的极大兴趣.

$\Lambda(1405)$的双极点结构已被大量工作进行研究[115–118]. 最近格点QCD研究取得了新的进展. BASC合作组[119–122] 在$m_\pi \approx 200$ MeV观测到双极点, 为$\Lambda(1405)$的研究提供了新思路. 通过拟合格点数据来外推强子质量, 从而研究了$\Lambda(1405)$极点轨迹的变化, 并分析了双极点的起源. 这个共振态很难被解释为夸克模型中的重子P波激发态[123]. 因此, 有研究提出, 如果将该态解释为$\bar{K}N$束缚态, 将可以解释质量翻转问题[124–126]. 基于哈密顿有效场论, 可以更进一步认识$\Lambda(1405)$的内部结构. 通过分析$\bar{K}N$散射实验数据与CSSM格点数据可以得到, $\Lambda(1405)$主要是$\bar{K}N$分子束缚态, 但其中的裸态成分不可忽略[37]. 这一结论与文献[34]的结论一致. 目前, 大多数研究将$\Lambda(1405)$解释为$\bar{K}N$束缚态, 因此寻找夸克模型预测的$I = 0$的P波uds态变得很有必要. 利用BASC合作组[127,128]发表的基于单重子算符和介子重子算符模拟的$I = 0$ 格点数据, 可以对$\Lambda(1670)$的内部结构进行分析.

文献[38]采取了两种假设. 第一种假设认为$\Lambda(1670)$是由裸三夸克基态并与$\pi\Sigma$, $\bar{K}N$, $\eta\Lambda$和$K\Xi$介子-重子道混合形成的, 第二种假设则认为$\Lambda(1670)$是由这些同位旋为0的耦合道动态生成的. 仅通过分析截面数据, 无法有效区分$\Lambda(1670)$是否包含裸态结构, 因此需要进一步在有限体积下分析这两种假设. 通过与格点数据对比发现, 在没有裸重子的假设下, 得到的能级在小m_π时与格点数据符合得较好, 但在大m_π时与格点能级存在显著差异. 在有裸重子的假设下, 得到的能级可以很好地解释CSSM合作组[34, 129]在不同质量下的格点数据, 如图 2所示. 同时在这种假设下, BASC合作组[38]在$m_\pi \approx 200$ MeV时得到的有限体积谱也可被很好地描述.

哈密顿有效场论的另一重要优势在于能够通过分析有限体积本征态的组成成分, 揭示共振态的内部结构及其各耦合道的贡献. 图 3为在有裸重子的假设下, 靠近$\Lambda(1670)$ 能区的本征态的组分图. 在物理π介子质量处, 第五本征态主要由$\eta\Lambda$主导, 但同时也有裸重子贡献. 第六本征态则主要由裸重子主导, 但其他介子-

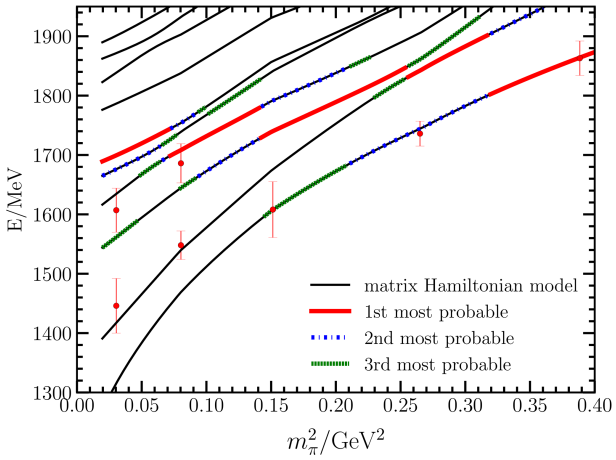


图 2 有限体积哈密顿量得到的本征态的π介子质量依赖性. 其中, 粗(红)线、点划线(蓝)线和虚线(绿)线标注了具有显著裸夸克模型基态成分的能态, 红色线条表示裸态成分占比最高. 所用格点数据来自CSSM合作组[34, 129]. 图片取自文献[38]

Figure 2 Pion mass dependence of eigenstates obtained from the finite-volume Hamiltonian. The thick (red) line, dash-dotted (blue) line, and dashed (green) line indicate the energy states with significant bare quark model ground state components, with the red line representing the state with the highest proportion of bare state component. The lattice data used are from the CSSM research group [34, 129]. The figure is taken from ref. [38].

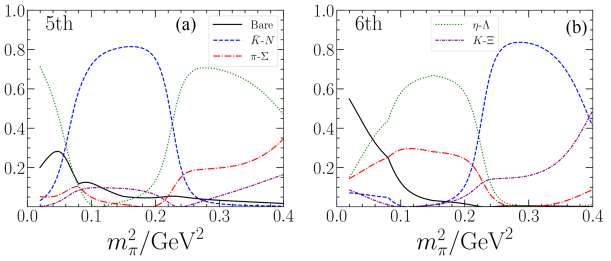


图 3 对于$I = 0$系统, 使用哈密顿量有效场论得到的本征向量分量的π介子质量依赖性. (a) 第五本征态, (b) 第六本征态. 图片来自文献[38]

Figure 3 For the $I = 0$ system, the pion mass dependence of the eigenvector components obtained using HEFT. (a) 5th eigenstate, (b) 6th eigenstate. The figure is taken from ref. [38].

重子道的贡献也不可忽略. 因此, $\Lambda(1670)$主要由三夸克的裸重子贡献, 同时其中混合了介子-重子道的贡献.

4.2.2 $\Omega(2012)^-$

2018年, Belle合作组[130–132]在e^+e^-对撞中观测到$\Omega(2012)^-$并研究了其三体衰变. 2024年, BESIII合作组[133]再次确认该态并报道新的$\Omega(2109)$; 2025年, ALICE合作组[134]在pp对撞中以15σ显著度观测到$\Omega(2012)^-$.

目前, 粒子数据组(Particle Data Group, PDG)[8]已将其列为可信度三星的激发态并给出质量和宽度测量[130]:

$$M_{\Omega(2012)^-} = (2012.4 \pm 0.7 \pm 0.6)\ \text{MeV},$$
$$\Gamma_{\Omega(2012)^-} = (6.4^{+2.5}_{-2.0} \pm 1.6)\ \text{MeV}. \quad (22)$$

$\Omega(2012)^-$是Ω^-谱系的首个激发态. 传统夸克模型认为Ω^-由三个奇异夸克组成, 结构类比Δ^{++}或Δ^-. 但不同于Δ谱系中第一激发态的自旋-宇称, $\Delta(1600)$与基态$\Delta(1232)$具有相同$J^P = 3/2^+$, $\Omega(2012)^-$可能具有$J^P = 3/2^-$或$1/2^-$, 量子数与基态$\Omega(1672)^-$不同, 显示出宇称翻转甚至自旋变化, 暗示其激发机制与Δ重子存在本质差异. 深入研究奇异夸克体系, 对于揭示强相互作用的本质具有重要意义[135, 136].

目前最关键的问题在于$\Omega(2012)^-$的结构性质尚无定论, 它究竟是类似夸克模型的三夸克态, 还是具有分子态特征, 以及其自旋-宇称J^P的确切指派也尚未得到确定.

在$\Omega(2012)^-$被发现之前, 已有大量唯象模型被用于研究Ω^-激发态, 尤其是$J^P = 1/2^-$或$3/2^-$的自旋指派[78,83,137–146]. 其中, 三夸克结构被广泛用于解释$\Omega(2012)^-$[147–161], 包括手征夸克模型[147,154]、QCD求和规则[148,156]、夸克对产生模型[149]等. 另外, $\Omega(2012)^-$的质量仅比$\Xi(1530)\bar{K}$阈值低约16.5 MeV, 这一特征促使许多研究将其作为$\Xi(1530)\bar{K}$分子态或动力学生成的共振态进行解释[162–175]. 本工作基于空间体积约$L \simeq 2.9$ fm的格点QCD结果[176], 应用哈密顿有效场论进一步研究奇宇称的Ω^-态.

在构建$\Omega(2012)$的相互作用哈密顿量时, 我们仅考虑裸重子态与两体耦合道的顶点相互作用. 由于$\Omega(2012)$主要涉及的两个通道$\Xi\bar{K}$与$\Xi(1530)\bar{K}$的相互作用在Weinberg-Tomozawa项中缺失, 该过程受到味SU(3)对称性的禁戒. 同时, Ω粒子具有最大奇异数$S = -3$, 常规强相互作用散射难以满足奇异数守恒, 因此实验上仅有其质量与宽度信息. 基于此, 我们在模型中引入夸克对产生机制以约束$\Omega(2012)$的极点与格点数据, 该方法已成功应用于$D_{s0}(2317)$, $D_{s1}(2460)$及其底夸克对应态[45,46].

裸重子与两粒子耦合道顶点相互作用形式为

$$G^J_{\alpha,\Omega_0}(k) = \mathcal{M}^{JL}(k)\mathrm{e}^{-\frac{k^2}{2\Lambda^2}}, \tag{23}$$

其中, $\mathcal{M}^{JL}(k)$由夸克对产生模型中分波振幅给出. 此外, 我们在耦合中类似地使用了截断为$\Lambda = 1$ GeV的指数型形状因子来截断硬顶点[177,178].

在得到了相互作用形式后, 我们研究了$J^P = 3/2^-$和$J^P = 1/2^-$的Ω^-能谱. 所采用的模型包含$\Xi\bar{K}$与$\Xi(1530)\bar{K}$两个耦合道, 并引入一个裸重子核以表征三夸克组分. 首先, 在有限体积下直接拟合格点QCD能谱数据, 从而约束哈密顿有效场论的参数; 随后, 将模型推广至无限体积, 提取Ω^-共振态的极点位置. 通过将所得质量和宽度与实验结果进行比较, 分析并判断$\Omega(2012)^-$的优选自旋-宇称.

图4[176,179,180]给出了$J^P = 3/2^-$以π介子质量平方m_π^2为自变量的Ω重子的格点QCD能谱. 基于图5, 我们在图4中用红色加粗曲线标示了裸Ω成分占比最大的本征态, 这些态最有可能在格点QCD计算中通过局域三夸克算符探测到. 可以看到, 所有5个格点QCD数据点在误差范围内均与相应的红色加粗曲线相符.

实际上, 第三个有限体积本征态中裸基态成分在接近物理值下的主导性解释了当轻夸克质量接近物理

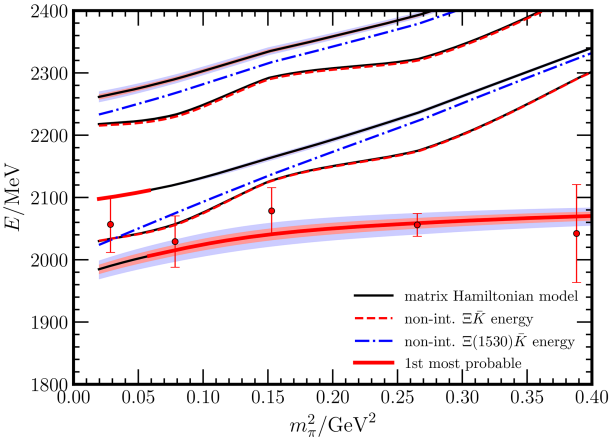


图 4 $J^P = 3/2^-$体系有限体积能谱随轻夸克质量的变化. 红色实线为裸态成分占比最大的本征态, 虚线表示非相互作用两粒子能量. 棕色与蓝色阴影分别为$^3P_0$模型中夸克对产生强度γ变化10%与20%时的影响. 数据来自CSSM合作组[176], 基于$2+1$味QCD[179]. 图片取自文献[180]

Figure 4 Finite-volume energy spectrum of the $J^P = 3/2^-$ system versus light-quark mass. Red solid line denotes the eigenstate with the largest bare component, dashed line shows non-interacting energy. Brown and blue bands indicate 10% and 20% variations of the $^3P_0$ coupling γ. Lattice data are from CSSM Collaboration [176], based on $2+1$ flavor QCD [179]. The figure is taken from ref. [180].

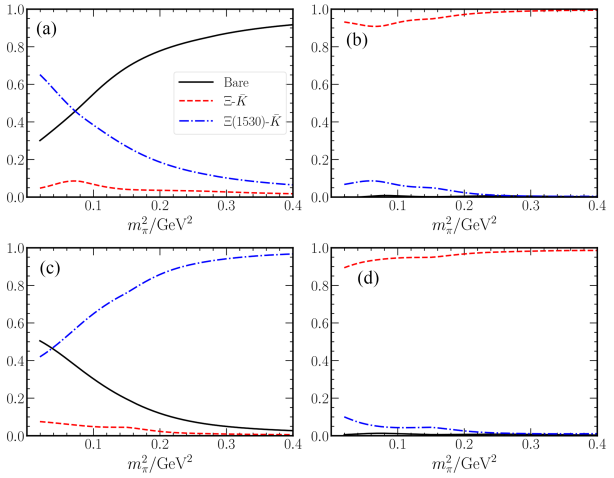


图 5 $J^P = 3/2^-$体系最低4个本征态在哈密顿有效场论下的本征矢量组分随π质量的变化. (a) 第一本征态, (b) 第二本征态, (c) 第三本征态, (d) 第四本征态. 图片引自文献[180]

Figure 5 Pion-mass dependence of the eigenvector components with HEFT for the lowest four eigenstates of the $J^P = 3/2^-$ system. (a) 1st eigenstate, (b) 2nd eigenstate, (c) 3rd eigenstate, (d) 4th eigenstate. The figure is taken from ref. [180].

值时格点QCD能量升高的现象, 这表明哈密顿有效场论成功解释了该轻夸克质量区间下的格点QCD谱. 此外, 哈密顿有效场论本征能谱与非相互作用两粒子能量之间存在明显的能隙, 反映出与共振态相关的复杂相互作用.

通过对T矩阵求解, 在复能量平面上得到一个极点$(2012 \pm 8) - (1.6 \pm 0.2)\,\mathrm{i}$ MeV对应的质量约为2012 MeV, 宽度约为(3.2 ± 0.4) MeV. 因此, 在我们的分析框架下, $\Omega(2012)^-$的优选自旋-宇称为$J^P = 3/2^-$.

这些结果表明, 在哈密顿有效场论框架下, $\Xi(1530)\bar{K}$通道在决定$\Omega(2012)^-$共振极点实部并塑造其内部结构方面起主导作用, 这一结论得到了有限体积能谱与共振极点位置的共同支持. 同时, $\Xi\bar{K}$通道主要贡献极点的虚部, 从而决定共振态的衰变宽度. 可见, 两个耦合道与裸核态在构建符合物理现实的$\Omega(2012)^-$共振态中均不可或缺.

我们对$J^P = 1/2^-$体系的研究在较小π质量处, 格点QCD数据与有限体积本征能谱符合得很好; 在最大π质量处, 格点数据与有限体积本征能谱的第二本征能量相比仅偏离约1σ, 基于这一考虑, 在拟合中将分析范围限制在$m_\pi \leqslant 520$ MeV. 总体来看, 本模型在物理区域附近能够很好地描述该体系. 由此得到的$J^P = 1/2^-$共振极点位置为$(2052\pm20)-(13\pm2)\,\mathrm{i}$ MeV, 其不确定度略大于$J^P = 3/2^-$的情形, 并且对应的宽度显著大于$\Omega(2012)^-$. 值得注意的是, BESIII合作组[133]最近报道了一个新的激发态$\Omega(2109)$, 显著度为4.1σ, 其质量为$(2108.5 \pm 5.2_{\mathrm{stat}} \pm 0.9_{\mathrm{syst}})$ MeV, 宽度为$(18.3 \pm 16.4_{\mathrm{stat}} \pm 5.7_{\mathrm{syst}})$ MeV. 鉴于该态质量更高且宽度更大, 我们的分析建议将$\Omega(2109)$指派为$J^P = 1/2^-$. 然而, 这一结论仍需通过未来实验对其自旋-宇称的直接测量加以确认.

5 拓展到电磁相互作用的物理过程

5.1 哈密顿有效场论研究核子光生过程

研究强子的电磁产生过程及其电磁性质, 对理解强子结构具有重要意义. 将哈密顿有效场论外推到电磁相互作用的过程有助于系统研究传统强子性质. 近些年, 格点QCD也逐步开展了对强子电磁性质的研究. 结合有效场论分析这些格点QCD的结果不仅能帮助我们进一步研究强子的性质, 还能检验不同唯象模型的适用范围, 帮助我们理解深层次的物理机制.

第4.1节已经介绍了两个低质量负宇称核子激发态$N(1535)$和$N(1650)$以及第一正宇称激发态$N(1440)$的有效场论与格点QCD谱学方面的研究. 通过相关过程的散射实验以及格点QCD的限制, 我们得以了解这些共振态的强相互作用主导的动力学生成机制. 在20世纪进行的早期πN散射实验中, 人们已经注意到有部分轻强子的激发态很难在πN散射实验上观测到[12,181,182]. 不过, 通过电磁相互作用相关的光生以及电生过程, 实验家陆陆续续发现了这些共振态. 可见虽然电磁相互作用强度远小于强相互作用, 但是强子的性质仍与其密不可分.

π介子光生过程通常也需要包含描述介子-重子两粒子道互相转化由强相互作用主导的末态相互作用. 由于强相互作用的非微扰特性, 目前直接严格计算其贡献几乎不可能完成. 不过通过耦合道方程可以唯象地描述这一过程:

$$T_{\pi N,\gamma N}(k,q;E) = V_{\pi N,\gamma N}(k,q) + \sum_\alpha \int \mathrm{d}k' k'^2 \times \frac{V_{\alpha,\gamma N}(k',q)}{E-\omega_\alpha(k')+\mathrm{i}\epsilon} T_{\pi N,\alpha}(k,k';E). \quad (24)$$

许多实验分波分析组[183–186]以及理论模型都采用此种描述方法, 只需要通过有效模型得到式(24)中称为相互作用核V的表达式即可. 通过构造满足一些对称性得到的有效拉氏量, 可以得到相互作用核$V_{\alpha,\gamma N}$. $T_{\pi N,\alpha}(k,k';E)$就是描述这些介子-重子两粒子道相互转化的末态相互作用散射矩阵, 通过求解第2.1节中对应的方程(11)即可得到.

一般来说, 这些T矩阵可以拆分成两部分:

$$T_{\alpha,\beta} = T^{\mathrm{bg}}_{\alpha,\beta} + T^{\mathrm{bare}}_{\alpha,\beta}, \quad (25)$$

其中$T^{\mathrm{bg}}_{\alpha,\beta}$是背景项或者说非共振态项, $T^{\mathrm{bare}}_{\alpha,\beta}$是共振态相关项. 对于含有三夸克裸核成分的动力学耦合道模型, $T^{\mathrm{bare}}_{\alpha,\beta}$项一般包含了共振态相关的信息, 如共振态极点, 或电磁过程相应的共振态的跃迁形状因子等信息.

为了更准确独立地分析特定量子数的共振态, 我们可以计算特定分波的T矩阵$T^{JLS}_{\alpha,\beta}$. 对于光生过程还可以抽取出多级振幅, 比如对于$1/2^-$的两个核子激发态, 可以抽取S_{11}分波的电多极振幅E_{0+}[43]. 如图6所示, 我们提取了质心能量到1.7 GeV的多级振幅, 通过将电

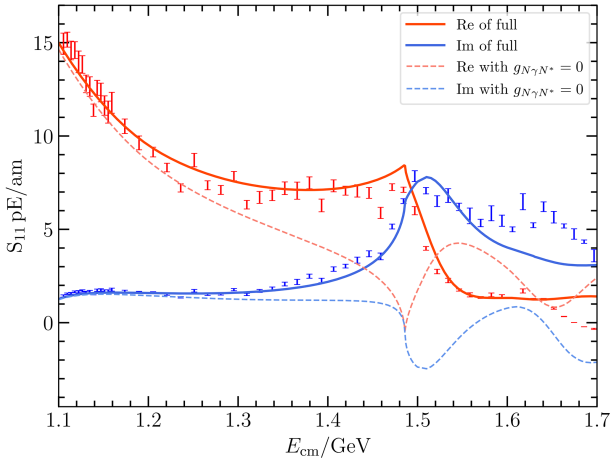


图 6 文献[43]中拟合的振幅E_{0+}(单位: am). 实线与虚线分别表示完整情形和$\hat{g}_{N\gamma N^*}=0$情形的理论结果, 该结果结合了电磁势与末态相互作用. 数据点来自SAID数据库https://gwdac.phys.gwu.edu/

Figure 6 The fitted amplitude E_{0+} (units: am) from ref. [43]. The solid and dashed lines, referring to the full and $\hat{g}_{N\gamma N^*}=0$ cases, respectively, represent theoretical results combining the electromagnetic potential with final-state interactions. The data points are from SAID https://gwdac.phys.gwu.edu/.

磁势中裸核相关的部分(图中$g_{N\gamma N^*}$即该部分相关的耦合常数)设为0, 可以估算出共振态裸核对π介子光生过程的贡献程度. 从图中可以看出, 在共振态的能量区域附近, 这部分的贡献确实比较显著. 另外, 我们也抽取了P_{11}分波的多级振幅M_{1-}, 并且用相同的方法, 可以得出其裸核的贡献相比较就很微小. 分析核子激发态对光生过程的贡献从而估计其裸核成分得到的结论, 和第4.1节中用哈密顿有效场论分析格点QCD质量谱得到的结论保持一致. 在实验数据与格点QCD的共同限制下, 哈密顿有效场论的模型依赖性被尽可能地限制, 比如适当调节模型中形状因子的截断参数并且同时相应地重新拟合模型的参数可以大致估算模型的不确定度, 因为这个形状因子同时监管着无限体积下的高动量部分和有限体积下的高动量模式的收敛性. 通过这个方法, 模型依赖性的限制在强子道的反应过程中以及在电磁过程中都得到了验证[38,43].

文献[187]通过手征幺正方法, 也在复平面上找到了S_{11}核子激发态的极点并且拓展到光生过程后提取出了多极振幅E_{0+}, 并且没有考虑共振态裸核相关的贡献, 即认为S_{11}核子激发态完全是动力学生成的一个共振态. 不同的是, 文献[43]中的末态相互作用经过了格点QCD的S_{11}核子激发态质量谱进一步的限制. 这一切说明了现在描述这些轻强子相互作用的唯象模型有明显模型依赖性, 未来仍需要理论家和实验家进一步探索.

近些年来, 格点QCD不再局限于计算强相互作用的过程, 开始计算电磁以及弱相互作用过程. 最近格点QCD也开始尝试了对π介子电生过程的计算, 提取出了物理π质量附近πN阈值处的电多极振幅E_{0+}随虚光子四动量转移的变化, 其结果与分波分析组的实验值和低能定理基本保持一致[15]. 在未来, 这对于我们理解这些传统低质量强子的性质及其动力学过程将有很大的帮助. 文献[105]在$m_\pi=702$ MeV 的大π质量处提取出了核子激发态在$\gamma^*N\to N^*$过程中的跃迁形状因子以及螺旋度振幅. 根据前文的介绍, 由于这些核子激发态中含有πN等多粒子态成分, 这两个不同过程的结果存在一些联系. 通过有效场论外推格点QCD的结果在未来将能帮助我们一并同时理解这些结果.

5.2 双粲重子磁矩计算

进入21世纪以来, 粲物理始终处于强子物理研究的前沿领域. 由于双粲重子的质量较大, 其在实验中产生所需的能量阈值也相应较高, 对于双粲重子的性质研究一直是各种唯象模型探讨的热点课题.

随着计算机技术的发展, 格点QCD也开始了对这些双粲重子的物理性质的计算与研究, 其中包括对质量、磁矩、形状因子等物理量计算[188–193].

近年来, 手征微扰理论也逐渐被推广应用于含有重夸克的强子研究. 对于这类体系, 通常采用重重子手征微扰理论(Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory, HBChPT)来展开分析[194–197]. 在HBChPT框架下, 重子场算符可以分解为"重"和"轻"两个部分:

$$H=\mathrm{e}^{\mathrm{i}m_B v\cdot x}\frac{1+\not{v}}{2}\Psi,\qquad L=\mathrm{e}^{\mathrm{i}m_B v\cdot x}\frac{1-\not{v}}{2}\Psi, \tag{26}$$

其中$\not{v}=v^\mu\gamma_\mu$, v^μ表示重子的四速度, 通常取$v^\mu=(1,0,0,0)$. 通过这样的分解, 能够在非相对论极限下系统地推导出HBChPT 框架下的领头阶手征拉氏量, 而次领头阶项则相对于$1/m$被压低, 从而保证了理论的阶次展开与系统一致性.

文献[195]利用ChPT计算了$O(p^3)$阶的双粲重子Ξ_{cc}的磁矩, 并通过拟合最新的格点QCD结果确

定了模型中的低能常数. 在文献[198]中, 我们同样在HBChPT框架下完成了对$O(p^3)$阶的Ξ_{cc}磁矩的计算与拟合. 然而, 与前者不同的是, 为了更深入地研究有限体积效应, 我们并未采用维数正则化来处理圈图发散, 而是采用了有限范围正规化(Finite-Range Regularization, FRR)对圈动量积分进行处理, 这种方法在考虑有限体积修正时具有更好的适用性.

在ChPT的幂律计数满足的尺度范围内, FRR可以回到ChPT的结果. 文献[198]利用FRR处理圈动量积分得到的有限项和对数发散项与维数正规化的形式保持一致. 更为重要的是, FRR还能处理超出ChPT适用范围的情形. 例如, 在较大的π介子质量处, 强子的质量显著增加, 已经超出了传统ChPT的适用能力, 但通过FRR仍然能够保证理论的收敛性, 并在较大程度上限制了理论的不确定性和模型依赖性. 正因如此, FRR在哈密顿有效场论的研究中得到了广泛应用, 而我们也在文献[198]中将其推广至HBChPT框架下, 用于双粲重子体系的电磁性质的研究.

相比于文献[195], 可以看到利用FRR方案考虑了有限体积效应后, 文献[198]中得到的双粲重子磁矩随π质量的变化趋势与格点QCD结果更一致, 尤其是更大的π介子质量处保证了收敛性. 从文献[198]中的图3也可以看出圈图贡献随着π介子质量变大被逐渐压低了.

通过引入矢量介子主导模型, 也可以研究这些双粲重子的磁形状因子与它们和激发态之间的跃迁形状因子. 从文献[198]的图10中可以看到, 矢量介子对q^2依赖过程有明显的贡献. 另外, 相比较直接在无限体积下的结果, 利用FRR考虑了有限体积效应之后, 可以很好地符合格点QCD的结果.

6 总结与展望

有效场论在过去几十年里已逐渐成为连接实验数据与格点QCD结果的重要桥梁. 通过在低能有效自由度下构建满足对称性的拉氏量, 有效场论不仅为格点计算的手征外推、有限体积修正和电磁形状因子等提供了系统化的理论工具, 也为解释实验中观测到的共振态性质奠定了坚实基础. 其中, 哈密顿有效场论在将无限体积的实验散射信息与有限体积格点谱联系起来方面展现出独特优势.

当前, 随着格点QCD理论及其计算方法的不断成熟, 格点QCD的研究范围已不再局限于强子质量谱的计算, 而是逐步扩展至电磁相互作用和弱相互作用过程. 借助有效场论对格点QCD基于第一性原理所得的结果进行外推, 将极大地促进我们对强子内部结构及其性质的理解, 并深化对强相互作用本质的认识.

借助现代数值技术与机器学习方法处理高维格点数据、拟合复杂的解析圈图形式, 可能成为未来的重要趋势. 随着实验和格点的双重进步, 有效场论有望在揭示强子内部结构、验证QCD的低能有效动力学以及理解奇特态、重子谱等方面发挥更加核心的理论支撑作用.

致谢 谨以此文致敬兰州大学物理学院成立80周年. 感谢兰州大学物理学院对粒子物理研究工作的支持.

参考文献

1 Gell-Mann M. A schematic model of baryons and mesons. Phys Lett, 1964, 8: 214–215
2 Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. CERN-TH-401, 1964
3 Liu X. An overview of *XYZ* new particles. Chin Sci Bull, 2014, 59: 3815–3830
4 Chen H X, Chen W, Liu X, et al. An updated review of the new hadron states. Rep Prog Phys, 2023, 86: 026201
5 Liu Y R, Chen H X, Chen W, et al. Pentaquark and Tetraquark states. Prog Part Nucl Phys, 2019, 107: 237–320
6 Chen P, Liu Z W, Zhang Z L, et al. Role of electromagnetic interactions in the $X(3872)$ and its analogs. Phys Rev D, 2024, 109: 094002
7 Zhang Z L, Liu Z W, Luo S Q, et al. Masses and radiative decay widths of $D^*_{s0}(2317)$ and $D'_{s1}(2460)$ and their bottom analogs. Phys Rev D, 2024, 110: 094037
8 Navas S, Amsler C, Gutsche T, et al. Review of particle physics. Phys Rev D, 2024, 110: 030001
9 Shi R X, Jia Z, Geng L S, et al. Status and prospect of weak radiative hyperon decays. Chin Phys Lett, 2025, 42: 032401

10 Guo F K, Hanhart C, Meißner U G, et al. Hadronic molecules. Rev Mod Phys, 2018, 90: 015004 [Erratum: Rev Mod Phys, 2022, 94: 029901]
11 Anderle D P, Bertone V, Cao X, et al. Electron-ion collider in China. Front Phys, 2021, 16: 64701
12 Wang E, Geng L S, Wu J J, et al. Review of the low-lying excited baryons $\Sigma^*(1/2^-)$. Chin Phys Lett, 2024, 41: 101401
13 Wilson K G. Confinement of quarks. Phys Rev D, 1974, 10: 2445–2459
14 Aoki Y, Blum T, Collins S, et al. FLAG review 2024. arXiv: 2411.04268
15 Gao Y S, Zhang Z L, Feng X, et al. Lattice QCD study of pion electroproduction and weak production from a nucleon. Phys Rev Lett, 2025, 134: 171904
16 Lin T, Bruno M, Feng X, et al. Lattice QCD calculation of the π^0-pole contribution to the hadronic light-by-light scattering in the anomalous magnetic moment of the muon. Rep Prog Phys, 2025, 88: 080501
17 Fu Y, Feng X, Jin L C, et al. Lattice QCD calculation of the subtraction function in forward compton amplitude. Phys Rev Lett, 2025, 134: 071903
18 Wang Z, Leinweber D B, Liu C, et al. Spectral parameters of the ρ resonance from lattice QCD. J High Energ Phys, 2025, 2025(8): 64
19 Geng Y Q, Liu L M, Sun P, et al. Doubly charmed H-like dibaryon $\Lambda_c\Lambda_c$ scattering from lattice QCD. In: Proceedings of the 41st International Symposium on Lattice Field Theory. Liverpool, 2025. 307
20 Xing H, Geng Y, Liu C, et al. Lattice QCD study of $\Lambda_c\Lambda_c$ scattering. Chin Phys C, 2025, 49: 063107
21 Meng Y, Liu C, Tuo X Y, et al. Lattice calculation of the $\eta_c\eta_c$ and $J/\psi J/\psi$ s-wave scattering length. Eur Phys J C, 2025, 85: 458
22 Ma P X, Feng X, Gorchtein M, et al. Lattice QCD calculation of electroweak box contributions to superallowed nuclear and neutron beta decays. Phys Rev Lett, 2024, 132: 191901
23 Fu Y, Feng X, Jin L C, et al. Lattice QCD calculation of the two-photon exchange contribution to the muonic-hydrogen lamb shift. Phys Rev Lett, 2022, 128: 172002
24 Meißner U G, Rusetsky A. Effective Field Theories. Cambridge: Cambridge University Press, 2022
25 Lüscher M. Volume dependence of the energy spectrum in massive quantum field theories. I. Stable particle states. Commun Math Phys, 1986, 104: 177–206
26 Lüscher M. Volume dependence of the energy spectrum in massive quantum field theories. II. Scattering states. Commun Math Phys, 1986, 105: 153–188
27 Lüscher M. Two-particle states on a torus and their relation to the scattering matrix. Nucl Phys B, 1991, 354: 531–578
28 Briceño R A, Dudek J J, Young R D. Scattering processes and resonances from lattice QCD. Rev Mod Phys, 2018, 90: 025001
29 Morningstar C, Bulava J, Singha B, et al. Estimating the two-particle K-matrix for multiple partial waves and decay channels from finite-volume energies. Nucl Phys B, 2017, 924: 477–507
30 Lee F X, Alexandru A, Brett R. Higher order finite volume quantization conditions for two spinless particles. Phys Rev D, 2022, 105: 054517
31 Mai M, Meißner U G, Urbach C. Towards a theory of hadron resonances. Phys Rep, 2023, 1001: 1–66
32 Yu K, Wang G J, Wu J J, et al. Finite volume Hamiltonian method for two-particle systems containing long-range potential on the lattice. J High Energ Phys, 2025, 2025(4): 108
33 Hall J M M, Hsu A C P, Leinweber D B, et al. Finite-volume matrix Hamiltonian model for a $\Delta \to N\pi$ system. Phys Rev D, 2013, 87: 094510
34 Hall J M M, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Lattice QCD evidence that the $\Lambda(1405)$ resonance is an antikaon-nucleon molecule. Phys Rev Lett, 2015, 114: 132002
35 Liu Z W, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Hamiltonian effective field theory study of the $N^*(1535)$ resonance in lattice QCD. Phys Rev Lett, 2016, 116: 082004
36 Liu Z W, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Hamiltonian effective field theory study of the $N^*(1440)$ resonance in lattice QCD. Phys Rev D, 2017, 95: 034034
37 Liu Z W, Hall J M M, Leinweber D B, et al. Structure of the $\Lambda(1405)$ from Hamiltonian effective field theory. Phys Rev D, 2017, 95: 014506
38 Liu J J, Liu Z W, Chen K, et al. Structure of the $\Lambda(1670)$ resonance. Phys Rev D, 2024, 109: 054025
39 Wu J, Leinweber D B, Liu Z, et al. Structure of the Roper resonance from lattice QCD constraints. Phys Rev D, 2018, 97: 094509
40 Abell C D, Leinweber D B, Thomas A W, et al. Effects of multiple single-particle basis states in scattering systems. Ann Phys, 2023, 459: 169531
41 Leinweber D B, Abell C D, Hockley L C, et al. Understanding the nature of baryon resonances. Nuovo Cim C, 2024, 47: 146
42 Abell C D, Leinweber D B, Liu Z W, et al. Low-lying odd-parity nucleon resonances as quark-model-like states. Phys Rev D, 2023, 108: 094519
43 Zhuge Y, Liu Z W, Leinweber D B, et al. Pion photoproduction of nucleon excited states with Hamiltonian effective field theory. Phys Rev D, 2024, 110: 094015

44 Hockley L, Abell C, Leinweber D, et al. Understanding the nature of the Δ(1600) resonance. Phys Rev D, 2025, 111: 076027
45 Yang Z, Wang G J, Wu J J, et al. The investigations of the P-wave B_s states combining quark model and lattice QCD in the coupled channel framework. J High Energ Phys, 2023, 2023(1): 58
46 Yang Z, Wang G J, Wu J J, et al. Novel coupled channel framework connecting the quark model and lattice QCD for the near-threshold D_s states. Phys Rev Lett, 2022, 128: 112001
47 Weinberg S. Phenomenological lagrangians. Phys A-Stat Mech Appl, 1979, 96: 327–340
48 Gasser J, Leutwyler H. Chiral perturbation theory to one loop. Ann Phys, 1984, 158: 142–210
49 Gasser J, Leutwyler H. Chiral perturbation theory: Expansions in the mass of the strange quark. Nucl Phys B, 1985, 250: 465–516
50 Scherer S. Introduction to chiral perturbation theory. In: Advances in Nuclear Physics. Boston, MA: Springer, 2003. 277–538
51 Pich A. Chiral perturbation theory. Rep Prog Phys, 1995, 58: 563–609
52 Scherer S, Schindler M R. A Primer for Chiral Perturbation Theory. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012
53 Jing H J, Wu S M, Wu J J. Algorithms for partial wave amplitudes in the covariant L-S scheme. Phys Rev D, 2024, 110: 016014
54 Yu K, Wang G J, Wu J J, et al. Three-coupled-channel analysis of $Z_c(3900)$ involving $D\bar{D}*$, $\pi J/\psi$, and $\rho\eta c$. Phys Rev D, 2024, 110: 114029
55 Lu Y, Wu J, Liu B, et al. A unitary coupled-channel approach to J/ψ radiative decay to pseudoscalar pairs. Chin Phys C, 2025, 49: 093107
56 Yu K, Li Y, Wu J J, et al. Study of the pion-mass dependence of ρ-meson properties in lattice QCD. In: Proceedings of the 41st International Symposium on Lattice Field Theory (LATTICE2024). Liverpool, 2024
57 Wang G J, Yang Z, Wu J J, et al. Heavy-strange mesons from lattice QCD and HEFT. In: Proceedings of the XVIth Quark Confinement and the Hadron Spectrum Conference (QCHSC24). Cairns, 2024
58 Bijnens J. Chiral perturbation theory beyond one loop. Prog Part Nucl Phys, 2007, 58: 521–586
59 Gasser J, Sainio M E, Švarc A. Nucleons with chiral loops. Nucl Phys B, 1988, 307: 779–853
60 Becher T, Leutwyler H. Baryon chiral perturbation theory in manifestly Lorentz invariant form. Eur Phys J C, 1999, 9: 643–671
61 Liang Z R, Chen H X, Guo F K, et al. Chiral representation of the nucleon mass at leading two-loop order. J High Energ Phys, 2025, 2025(4): 192
62 Fuchs T, Gegelia J, Scherer S, et al. Structure of the nucleon in chiral perturbation theory. In: Boffi S, Giannini M M, Ciofi degli Atti C, eds. Perspectives in Hadronic Physics. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004. 35–42
63 Schindler M R, Djukanovic D, Gegelia J, et al. Infrared renormalization of two-loop integrals and the chiral expansion of the nucleon mass. Nucl Phys A, 2008, 803: 68–114
64 Chen Y H, Yao D L, Zheng H Q. Analyses of pion-nucleon elastic scattering amplitudes up to $O(p^4)$ in the extended-on-mass-shell subtraction scheme. Phys Rev D, 2013, 87: 054019
65 Chen L B, Hu S, Jia Y, et al. Light quark mass dependence of nucleon mass to two-loop order. arXiv: 2406.04124
66 Heo Y, Guo X Y, Lutz M F M. Low-energy constants from charmed baryons on QCD lattices. Phys Rev D, 2020, 101: 054506
67 Ren X L, Geng L S, Camalich J M, et al. Quark mass dependence of the ground-state octet baryons in next-to-next-to-next-to-leading order covariant baryon chiral perturbation theory. Few-Body Syst, 2013, 54: 1491–1494
68 Colangelo G, Dürr S, Haefeli C. Finite volume effects for meson masses and decay constants. Nucl Phys B, 2005, 721: 136–174
69 Colangelo G. Finite volume effects in chiral perturbation theory. Nucl Phys B-Proc Suppl, 2005, 140: 120–126
70 Ali Khan A, Bakeyev T, Göckeler M, et al. The nucleon mass in $N_f = 2$ lattice QCD: Finite size effects from chiral perturbation theory. Nucl Phys B, 2004, 689: 175–194
71 Beane S R. Nucleon masses and magnetic moments in a finite volume. Phys Rev D, 2004, 70: 034507
72 Geng L, Ren X, Martin-Camalich J, et al. Finite-volume effects on octet-baryon masses in covariant baryon chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2011, 84: 074024
73 Adelman S L. Evidence for an N^* resonance at 1425 MeV. Phys Rev Lett, 1964, 13: 555–557
74 Auvil P, Lovelace C, Donnachie A, et al. Pion-nucleon phase shifts and resonances. Phys Lett, 1964, 12: 76–80
75 Bareyre P, Bricman C, Valladas G, et al. Pion-nucleon interactions between $T_{\rm lab} = 300$ and $T_{\rm lab} = 700$ MeV. Phys Lett, 1964, 8: 137–141
76 Roper L D. Evidence for a P_{11} Pion-nucleon resonance at 556 MeV. Phys Rev Lett, 1964, 12: 340–342
77 Burkert V D, Roberts C D. Colloquium: Roper resonance: Toward a solution to the fifty year puzzle. Rev Mod Phys, 2019, 91: 011003
78 Capstick S, Isgur N. Baryons in a relativized quark model with chromodynamics. Phys Rev D, 1986, 34: 2809–2835
79 Mahbub M S, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Roper resonance in 2+1 flavor QCD. Phys Lett B, 2012, 707: 389–393
80 Alexandrou C, Leontiou T, Papanicolas C N, et al. Novel analysis method for excited states in lattice QCD: The nucleon case. Phys Rev D, 2015, 91: 014506

81 Kiratidis A L, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Search for low-lying lattice QCD eigenstates in the Roper regime. Phys Rev D, 2017, 95: 074507
82 Edwards R G, Dudek J J, Richards D G, et al. Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD. Phys Rev D, 2011, 84: 074508
83 Engel G P, Lang C B, Mohler D, et al. QCD with two light dynamical chirally improved quarks: Baryons. Phys Rev D, 2013, 87: 074504
84 Khan T, Richards D, Winter F. Positive-parity baryon spectrum and the role of hybrid baryons. Phys Rev D, 2021, 104: 034503
85 Crede V, Roberts W. Progress towards understanding baryon resonances. Rep Prog Phys, 2013, 76: 076301
86 Klempt E, Richard J M. Baryon spectroscopy. Rev Mod Phys, 2010, 82: 1095–1153
87 Dugger M, Ball J P, Collins P, et al. η' photoproduction on the proton for photon energies from 1.527 to 2.227 GeV. Phys Rev Lett, 2006, 96: 062001
88 Ma Y, Niu W Q, Yao D L, et al. Dispersive analysis of low energy $\gamma N \to \pi N$ process and studies on the $N^*(890)$ resonance. Chin Phys C, 2021, 45: 014104
89 Guerrero Navarro G H, Vicente Vacas M J, Blin A N H, et al. Pion photoproduction off nucleons in covariant chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2019, 100: 094021
90 Bernard V, Kaiser N, Gasser J, et al. Neutral pion photoproduction at threshold. Phys Lett B, 1991, 268: 291–295
91 Bernard V. Chiral perturbation theory and baryon properties. Prog Part Nucl Phys, 2008, 60: 82–160
92 Hilt M, Scherer S, Tiator L. Threshold π^0 photoproduction in relativistic chiral perturbation theory. Phys Rev C, 2013, 87: 045204
93 Döring M, Nakayama K. The phase and pole structure of the $N^*(1535)$in $\pi N \to \pi N$ and $\gamma N \to \pi N$. Eur Phys J A, 2010, 43: 83
94 Xie J J, Geng L S. Role of the $N^*(1535)$ in the $\Lambda_c^+ \to \bar{K}^0 \eta p$ decay. Phys Rev D, 2017, 96: 054009
95 Li R, Luo X, Sun H. Theoretical study of the $N(1535)$ in the process $\Lambda_c^+ \to n\pi^+\pi^0$. Phys Rev D, 2025, 112: 014045
96 Li M Y, Lyu W T, Liu L J, et al. Roles of the $N(1535)$ and $a_0(980)$ in the process $\Lambda_c^+ \to \pi^+\eta n$. Phys Rev D, 2025, 111: 034046
97 Zhou Q S, Wang J Z, Xie J J, et al. Role of the low-lying nucleon resonances in the $p\bar{p} \to \psi\eta$ reaction. Phys Rev D, 2020, 101: 114001
98 Xie J J, Geng L S, Guo F K, et al. Role of $N^*(1535)$ in the $\Lambda_c^+ \to K^0\eta p$ decay and the possible ϕp state in the $\Lambda_c^+ \to \pi^0\phi p$ decay. EPJ Web Conf, 2020, 241: 02010
99 Pavao R, Sakai S, Oset E. Production of $N^*(1535)$ and $N^*(1650)$ in $\Lambda_c \to \bar{K}^0\eta p$ (πN) decay. Phys Rev C, 2018, 98: 015201
100 Li Y, Liu S W, Wang E, et al. Theoretical study of $N(1535)$ and $\Sigma^*(1/2^-)$ in the Cabibbo-favored process $\Lambda_c^+ \to pK^0\eta$. Phys Rev D, 2024, 110: 074010
101 Guo D, Liu Z W. Pion photoproduction off nucleon with Hamiltonian effective field theory. Phys Rev D, 2022, 105: 114039
102 Owa S, Leinweber D B, Thomas A W. Nucleon resonance structure up to 2 GeV and the nature of the Roper resonance. Phys Rev D, 2025, 111: 116002
103 Mahbub M S, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Structure and flow of the nucleon eigenstates in lattice QCD. Phys Rev D, 2013, 87: 094506
104 Kiratidis A L, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Lattice baryon spectroscopy with multiparticle interpolators. Phys Rev D, 2015, 91: 094509
105 Stokes F M, Owen B J, Kamleh W, et al. Odd-parity nucleon electromagnetic transitions in lattice QCD. Phys Rev D, 2024, 110: 054517
106 Stokes F M, Kamleh W, Leinweber D B. Elastic form factors of nucleon excitations in lattice QCD. Phys Rev D, 2020, 102: 014507
107 Bruns P C, Mai M, Meißner U G. Chiral dynamics of the $S_{11}(1535)$ and $S_{11}(1650)$ resonances revisited. Phys Lett B, 2011, 697: 254–259
108 Lang C B, Leskovec L, Padmanath M, et al. Pion-nucleon scattering in the Roper channel from lattice QCD. Phys Rev D, 2017, 95: 014510
109 Liu B C, Zou B S. Mass and $K\Lambda$ coupling of the $N^*(1535)$. Phys Rev Lett, 2006, 96: 042002
110 Geng L S, Oset E, Zou B S, et al. Role of the $N^*(1535)$ in the $J/\psi \to \bar{p}\eta p$ and $J/\psi \to \bar{p}K^+\Lambda$ reactions. Phys Rev C, 2009, 79: 025203
111 Dalitz R H, Tuan S F. Possible resonant state in pion-hyperon scattering. Phys Rev Lett, 1959, 2: 425–428
112 Dalitz R H, Tuan S F. The phenomenological representation of K-nucleon scattering and reaction amplitudes. Ann Phys, 1960, 10: 307–351
113 Alston M H, Alvarez L W, Eberhard P, et al. Study of resonances of the Σ-π system. Phys Rev Lett, 1961, 6: 698–702
114 Oller J A, Meißner U G. Chiral dynamics in the presence of bound states: Kaon-nucleon interactions revisited. Phys Lett B, 2001, 500: 263–272
115 Sadasivan D, Mai M, Döring M, et al. New insights into the pole parameters of the $\Lambda(1380)$, the $\Lambda(1405)$ and the $\Sigma(1385)$. Front Phys, 2023, 11: 1139236
116 Aikawa S, Ajimura S, Akaishi T, et al. Pole position of $\Lambda(1405)$ measured in $d(K^-, n)\pi\Sigma$ reactions. Phys Lett B, 2023, 837: 137637
117 Ren X L, Epelbaum E, Gegelia J, et al. The $\Lambda(1405)$ in resummed chiral effective field theory. Eur Phys J C, 2021, 81: 582
118 Molina R, Döring M. Pole structure of the $\Lambda(1405)$ in a recent QCD simulation. Phys Rev D, 2016, 94: 056010
119 Ren X L. Light-quark mass dependence of the $\Lambda(1405)$ resonance. Phys Lett B, 2024, 855: 138802
120 Zhuang Z, Molina R, Lu J X, et al. Pole trajectories of the $\Lambda(1405)$ help establish its dynamical nature. Sci Bull, 2025, 70: 1953–1961
121 Xie J M, Lu J X, Geng L S, et al. Two-pole structures as a universal phenomenon dictated by coupled-channel chiral dynamics. Phys Rev D,

2023, 108: L111502
122 Guo F K, Kamiya Y, Mai M, et al. New insights into the nature of the Λ(1380) and Λ(1405) resonances away from the SU(3) limit. Phys Lett B, 2023, 846: 138264
123 Isgur N, Karl G. *P*-wave baryons in the quark model. Phys Rev D, 1978, 18: 4187–4205
124 Veit E A, Jennings B K, Thomas A W, et al. *S*-wave meson-nucleon scattering in an SU(3) cloudy bag model. Phys Rev D, 1985, 31: 1033–1044
125 Oller J A. Coupled-channel approach in hadron-hadron scattering. Prog Part Nucl Phys, 2020, 110: 103728
126 Hall J M M, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Light-quark contributions to the magnetic form factor of the Λ(1405). Phys Rev D, 2017, 95: 054510
127 Bulava J, Cid-Mora B, Hanlon A D, et al. Lattice QCD study of $\pi\Sigma$-$\bar{K}N$ scattering and the Λ(1405) resonance. Phys Rev D, 2024, 109: 014511
128 Bulava J, Cid-Mora B, Hanlon A D, et al. Two-pole nature of the Λ(1405) resonance from lattice QCD. Phys Rev Lett, 2024, 132: 051901
129 Menadue B J, Kamleh W, Leinweber D B, et al. Isolating the Λ(1405) in lattice QCD. Phys Rev Lett, 2012, 108: 112001
130 Yelton J, Adachi I, Ahn J K, et al. Observation of an excited Ω^- baryon. Phys Rev Lett, 2018, 121: 052003
131 Jia S, Shen C P, Adachi I, et al. Search for $\Omega(2012) \to K\Xi(1530) \to K\pi\Xi$ at Belle. Phys Rev D, 2019, 100: 032006
132 Jia S, Shen C P, Yuan C Z, et al. Observation of $\Omega(2012)^- \to \Xi(1530)K^-$ and measurement of the effective couplings of $\Omega(2012)^-$ to $\Xi(1530)K^-$ and ΞK^-. Phys Lett B, 2012, 860: 139224
133 Ablikim M, Achasov M N, Adlarson P, et al. Evidence for two excited Ω^- hyperons. Phys Rev Lett, 2025, 134: 131903
134 Acharya S, Agarwal A, Aglieri Rinella G, et al. Observation of the Ω(2012) baryon at the LHC. Phys Rev D, 2025, 112: 092002
135 Crede V, Yelton J. 70 years of hyperon spectroscopy: A review of strange Ξ, Ω baryons, and the spectrum of charmed and bottom baryons. Rep Prog Phys, 2024, 87: 106301
136 Hyodo T, Niiyama M. QCD and the strange baryon spectrum. Prog Part Nucl Phys, 2021, 120: 103868
137 An C S, Metsch B C, Zou B S. Mixing of the low-lying three- and five-quark Ω states with negative parity. Phys Rev C, 2013, 87: 065207
138 An C S, Zou B S. Low-lying Ω states with negative parity in an extended quark model with Nambu-Jona-Lasinio interaction. Phys Rev C, 2014, 89: 055209
139 Chao K T, Isgur N, Karl G. Strangeness-2 and -3 baryons in a quark model with chromodynamics. Phys Rev D, 1981, 23: 155–162
140 Faustov R N, Galkin V O. Strange baryon spectroscopy in the relativistic quark model. Phys Rev D, 2015, 92: 054005
141 Kalman C S. *P*-wave baryons in a consistent quark model with hyperfine interactions. Phys Rev D, 1982, 26: 2326–2330
142 Liu J, McKeown R D, Ramsey-Musolf M J. Global analysis of nucleon strange form factors at low Q^2. Phys Rev C, 2007, 76: 025202
143 Löring U, Metsch B C, Petry H R. The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces. Eur Phys J A, 2001, 10: 447–486
144 Pervin M, Roberts W. Strangeness-2 and -3 baryons in a constituent quark model. Phys Rev C, 2008, 77: 025202
145 Oh Y. Ξ and Ω baryons in the Skyrme model. Phys Rev D, 2007, 75: 074002
146 Edwards R G, Mathur N, Richards D G, et al. Flavor structure of the excited baryon spectra from lattice QCD. Phys Rev D, 2013, 87: 054506
147 Xiao L Y, Zhong X H. Possible interpretation of the newly observed Ω(2012) state. Phys Rev D, 2018, 98: 034004
148 Aliev T M, Azizi K, Sarac Y, et al. Interpretation of the newly discovered Ω(2012). Phys Rev D, 2018, 98: 014031
149 Wang Z Y, Gui L C, Lü Q F, et al. Newly observed Ω(2012) state and strong decays of the low-lying Ω excitations. Phys Rev D, 2018, 98: 114023
150 Polyakov M V, Son H D, Sun B D, et al. Ω(2012) through the looking glass of flavour SU(3). Phys Lett B, 2019, 792: 315–319
151 Liu M S, Wang K L, Lü Q F, et al. Ω baryon spectrum and their decays in a constituent quark model. Phys Rev D, 2020, 101: 016002
152 Liu X, Huang H, Ping J, et al. Investigating Ω(2012) as a molecular state. Phys Rev C, 2021, 103: 025202
153 Arifi A J, Suenaga D, Hosaka A, et al. Strong decays of multistrangeness baryon resonances in the quark model. Phys Rev D, 2022, 105: 094006
154 Zhong H H, Ni R H, Chen M Y, et al. Further study of $\Omega^*|1P_{3/2^-}\rangle$ within a chiral quark model. Chin Phys C, 2023, 47: 063104
155 Wang K L, Lü Q F, Xie J J, et al. Toward discovering the excited Ω baryons through nonleptonic weak decays of Ω_c. Phys Rev D, 2023, 107: 034015
156 Su N, Chen H X, Gubler P, et al. Investigation on the Ω(2012) from QCD sum rules. Phys Rev D, 2024, 110: 034007
157 Aliev T M, Bilmis S, Savci M. Analysis of strong decays of SU(3) partners of Ω(2012) baryon. Chin Phys C, 2024, 48: 083101
158 Lü Q F, Nagahiro H, Hosaka A. Understanding the nature of Ω(2012) in a coupled-channel approach. Phys Rev D, 2023, 107: 014025
159 Oudichhya J, Gandhi K, Rai A K. Quantum number assignments of light strange baryons in Regge phenomenology. Nucl Phys A, 2023, 1035: 122658
160 Menapara C, Rai A K. Spectra of Ω baryon. In: Proceedings of the 65th DAE BRNS Symposium on Nuclear Physics. Mumbai, 2022. 529–530

161 Luo S Q, Liu X. Identifying triple-strangeness Ω hyperons in light of recent experimental results. Phys Rev D, 2025, 112: 014047
162 Valderrama M P. Ω(2012) as a hadronic molecule. Phys Rev D, 2018, 98: 054009
163 Lin Y H, Zou B S. Hadronic molecular assignment for the newly observed Ω^* state. Phys Rev D, 2018, 98: 056013
164 Pavao R, Oset E. Coupled channels dynamics in the generation of the Ω(2012) resonance. Eur Phys J C, 2018, 78: 857
165 Huang Y, Liu M Z, Lu J X, et al. Strong decay modes $\bar{K}\Xi$ and $\bar{K}\Xi\pi$ of the Ω(2012) in the $\bar{K}\Xi(1530)$ and $\eta\Omega$ molecular scenario. Phys Rev D, 2018, 98: 076012
166 Gutsche T, Lyubovitskij V E. Strong decays of the hadronic molecule $\Omega^*(2012)$. J Phys G-Nucl Part Phys, 2021, 48: 025001
167 Lu J X, Zeng C H, Wang E, et al. Revisiting the Ω(2012) as a hadronic molecule and its strong decays. Eur Phys J C, 2020, 80: 361
168 Lin Y H, Wang F, Zou B S. Reanalysis of the newly observed Ω^* state in a hadronic molecule model. Phys Rev D, 2020, 102: 074025
169 Ikeno N, Toledo G, Oset E. Molecular picture for the Ω(2012) revisited. Phys Rev D, 2020, 101: 094016
170 Ikeno N, Liang W H, Toledo G, et al. Interpretation of the $\Omega_c \to \pi^+\Omega(2012) \to \pi^+(\bar{K}\Xi)$ relative to $\Omega_c \to \pi^+\bar{K}\Xi$ from the Ω(2012) molecular perspective. Phys Rev D, 2022, 106: 034022
171 Ikeno N, Toledo G, Liang W H, et al. Consistency of the molecular picture of Ω(2012) with the latest Belle results. Few-Body Syst, 2023, 64: 55
172 Xie J J, Geng L S. The Ω(2012) as a hadronic molecule. Chin Phys Lett, 2024, 41: 081402
173 Song J, Liang W H, Xiao C W, et al. Testing the molecular nature of the Ω(2012) with the $\psi(3770) \to \bar{\Omega}\bar{K}\Xi$ and $\psi(3770) \to \bar{\Omega}\bar{K}\Xi^*(1530)(\bar{\Omega}\bar{K}\pi\Xi)$ reactions. Eur Phys J C, 2024, 84: 1311
174 Hu X, Ping J. Analysis of Ω(2012) as a molecule in the chiral quark model. Phys Rev D, 2022, 106: 054028
175 Zeng C H, Lu J X, Wang E, et al. Theoretical study of the Ω(2012) state in the $\Omega_c^0 \to \pi^+\Omega(2012)^- \to \pi^+(\bar{K}\Xi)^-$ and $\pi^+(\bar{K}\Xi\pi)^-$ decays. Phys Rev D, 2020, 102: 076009
176 Hockley L, Kamleh W, Leinweber D, et al. Exploring the Ω^- spectrum in lattice QCD. J Phys G-Nucl Part Phys, 2025, 52: 065103
177 Morel D, Capstick S. Baryon meson loop effects on the spectrum of nonstrange baryons. arXiv: nucl-th/0204014
178 Ortega P G, Segovia J, Entem D R, et al. Molecular components in *P*-wave charmed-strange mesons. Phys Rev D, 2016, 94: 074037
179 Aoki S, Ishikawa K I, Ishizuka N, et al. 2+1 flavor lattice QCD toward the physical point. Phys Rev D, 2009, 79: 034503
180 Han F C, Liu Z W, Leinweber D B, et al. Structure of the $\Omega^-(2012)$ with Hamiltonian effective field theory. Phys Rev D, 2025, 112: L051503
181 Koniuk R, Isgur N. Baryon decays in a quark model with chromodynamics. Phys Rev D, 1980, 21: 1868–1886
182 Lyu W T, Zhang S C, Wang G Y, et al. Evidence of the low-lying baryon $\Sigma^*(1/2^-)$ in the process $\Lambda_c^+ \to \eta\pi^+\Lambda$. Phys Rev D, 2024, 110: 054020
183 Matsuyama A, Sato T, Lee T S H. Dynamical coupled-channel model of meson production reactions in the nucleon resonance region. Phys Rep, 2007, 439: 193–253
184 Briscoe W J, Schmidt A, Strakovsky I, et al. Extended SAID partial-wave analysis of pion photoproduction. Phys Rev C, 2023, 108: 065205
185 Drechsel D, Kamalov S S, Tiator L. Unitary isobar model—MAID2007. Eur Phys J A, 2007, 34: 69
186 Rönchen D, Döring M, Huang F, et al. Photocouplings at the pole from pion photoproduction. Eur Phys J A, 2014, 50: 101 [erratum: Eur Phys J A, 2015, 51: 63]
187 Mai M, Bruns P C, Meißner U G. Pion photoproduction off the proton in a gauge-invariant chiral unitary framework. Phys Rev D, 2012, 86: 094033
188 Sun Z F, Liu Z W, Liu X, et al. Masses and axial currents of the doubly charmed baryons. Phys Rev D, 2015, 91: 094030
189 Yao D L. Masses and sigma terms of doubly charmed baryons up to $O(p^4)$ in manifestly Lorentz-invariant baryon chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2018, 97: 034012
190 Can K U, Erkol G, Isildak B, et al. Electromagnetic structure of charmed baryons in lattice QCD. J High Energ Phys, 2014, 2014(5): 125
191 Bahtiyar H, Can K U, Erkol G, et al. Radiative transitions of doubly charmed baryons in lattice QCD. Phys Rev D, 2018, 98: 114505
192 Can K U. Lattice QCD study of the elastic and transition form factors of charmed baryons. Int J Mod Phys A, 2021, 36: 2130013
193 Bahtiyar H. Electromagnetic structure of spin-1/2 doubly charmed baryons in lattice QCD. Phys Rev D, 2023, 108: 034504
194 Wang G J, Meng L, Zhu S L. Radiative decays of the singly heavy baryons in chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2019, 99: 034021
195 Liu M Z, Xiao Y, Geng L S. Magnetic moments of the spin-1/2 doubly charmed baryons in covariant baryon chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2018, 98: 014040
196 Hiller Blin A N, Sun Z F, Vicente Vacas M J. Electromagnetic form factors of spin-1/2 doubly charmed baryons. Phys Rev D, 2018, 98: 054025
197 Li H S, Yang W L. Spin-3/2 doubly charmed baryon contribution to the magnetic moments of the spin-1/2 doubly charmed baryons. Phys Rev D, 2021, 103: 056024
198 Liu J J, Liu Z W, Ren X L, et al. Chiral extrapolation of the doubly charmed baryons magnetic properties. Phys Rev D, 2025, 111: 114038

Effective field theory of baryon spectroscopy and electromagnetic processes in lattice QCD

HOU Rui-Min[1,2,3], MA Zhong-Lin[1,2,3*], HAN Fang-Chao[1,2,3*], ZHUGE Yu[1,2,3*] & LIU Zhan-Wei[1,2,3*]

[1]*School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*
[2]*Research Center for Hadron and CSR Physics, Lanzhou University and Institute of Modern Physics of CAS, Lanzhou 730000, China*
[3]*Lanzhou Center for Theoretical Physics, MoE Frontiers Science Center for Rare Isotopes, Key Laboratory of Quantum Theory and Applications of MoE, Key Laboratory of Theoretical Physics of Gansu Province, Gansu Provincial Research Center for Basic Disciplines of Quantum Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*
**Corresponding authors (MA Zhong-Lin, email: mzhonglin2023@lzu.edu.cn; HAN Fang-Chao, email: hanfch2023@lzu.edu.cn; ZHUGE Yu, email: zhugy2025@lzu.edu.cn; LIU Zhan-Wei, email: liuzhanwei@lzu.edu.cn)*

In recent years, significant advancements in computing technology have enabled major breakthroughs in baryon spectroscopy using lattice quantum chromodynamics, providing first-principles computational support for understanding quantum chromodynamics in the non-perturbative regime. Its scope has expanded from the strong interaction to include electromagnetic and weak interaction processes. Effective field theories play a crucial role in extrapolating lattice quantum chromodynamics results obtained under unphysical parameters to the physical region. This article focuses on reviewing the latest achievements of Hamiltonian effective field theory in interpreting lattice quantum chromodynamics data, particularly its applications in studying nucleon excited states and hyperon spectra. By simultaneously fitting experimental scattering data and lattice energy spectra, Hamiltonian effective field theory effectively constrains model parameters, revealing the internal structure and dynamical generation mechanisms of these resonances. Furthermore, the article discusses the extension of Hamiltonian effective field theory to electromagnetic processes.

effective field theory, lattice quantum chromodynamics, baryon spectrum, electromagnetic properties of hadrons

PACS: 11.10.Ef, 13.40.-f, 14.20.-c, 21.30.Fe

doi: 10.1360/SSPMA-2025-0520