

微扰 QCD 证据表明双- J/ψ 共振中存在自旋-2 粒子

Hong-Fei Zhang^{a,b*}, Yan-Qing Ma^{c,d,e†}, Wen-Long Sang^f

a. College of Big Data Statistics, Guizhou University of Finance and Economics, Guiyang, 550025, China

b. Research Centre of Big-data Corpus & Language Projects, School of Foreign Languages, Guizhou University of Finance and Economics, Guiyang, 550025, China

c. School of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China

d. Center for High Energy physics, Peking University, Beijing 100871, China

e. Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100871, China

f. School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400700, China

尽管四夸克和五夸克 [1] 在 1964 年与夸克模型一起被预测出来,但超过半个世纪过去了,实验中观测到的多夸克类态仍然很少。在这些状态中,几乎没有一个结构得到了识别;它们是多夸克、强子分子还是其他可能的共振种类仍存在争议 (参见例如 Refs. [2, 3])。

在 2020 年, LHCb [4] 观察到了围绕 6.9 GeV, $X(6900)$ 的 J/ψ 对共振,并且这一发现被 ATLAS [5] 和 CMS [6] 合作组所证实。此外,在大约 6.6 GeV 处观察到一个新的共振 (我们在本文的其余部分将其称为 $X(6600)$),并在大约 7.2 GeV 处也发现了证据,并且据参考文献 [7] 表示,在大约 6.2 GeV ($X(6200)$) 处存在一个较低状态。所有这些状态都可能是四夸克 ($cc\bar{c}\bar{c}$) 或者由两个被屏蔽强力束缚的隐藏-charm 介子组成的态。我们为了方便起见,将后者称为分子状态,而不考虑其构成强子的真实束缚机制。这里有一个关键问题:共振的量子数是什么?

全部由重夸克组成的奇异物质的质量谱已经通过各种模型和技术进行了广泛的研究。不幸的是,目前还没有任何方法能够实现对强子质量的高精度预测,这限制了揭示观测到的共振态本质的能力。例如,自旋-2 粲偶素与其自旋-0 同伴之间的质量偏差低于 150 MeV,因此,如果方法的精度没有合理地低于该值,则通过将其质量与理论上获得的质量谱匹配来识别隐藏粲强子的自旋是不可靠的。

全重物质的一个良好特征是它们仅由重成分组成,因此它们的产生截面可以在非相对论量子色动力学 [8, 9] 框架内处理,该框架将截面分解为强耦合常

数 (α_s) 和异态内部成分的典型速度 (v) 的双重展开。我们将证明这个框架提供了对双- J/ψ 共振自旋的强大探测。

由仅含粲夸克并完全衰变为两个 J/ψ 的 S -波强子的 J^{PC} 只能是 0^{++} 或 2^{++} 。相应的四夸克分别表示为 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)$ 和 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^5S_2)$, 分子状态分别表示为 $M_{\psi\psi}(^1S_0)$ 和 $M_{\psi\psi}(^5S_2)$, 其中下标 ψ 代表一种 3S_1 粲夸克 onium。注意这里,分子状态的两个组分可以彼此不同,例如,它们可以是 J/ψ 和 ψ' , 对应的分子是 $M_{J/\psi\psi'}$ 。

在非相对论性 QCD [8, 9] 中,上述异类强子 H 的产生截面可以分解为

$$d\sigma(H) = \sum_n d\hat{\sigma}(n) \langle \mathcal{O}^H(n) \rangle, \quad (1)$$

其中 $\hat{\sigma}_n$ 是可微短距离系数 (SDCs), 它们与产生的强子 H 的种类无关, $\langle \mathcal{O}^H \rangle$ 是长距离矩阵元 (LDMEs), 它们与产生粲夸克和反粲夸克的短距离过程无关,求和在所有允许的具有量子数 n 的中间态上进行。需要注意的是,分子状态产生的 LDMEs 包含粲偶素生产的那些。在 v 的主要阶数 (LO) 下,中间状态具有与 H 相同的分量和量子数,相应的 LDME 可以与 H 在零点处的标准波函数相关。 v 中的高阶修正包括来自色多重态中间态和相对论修正的贡献。

本文仅专注于以下原因的色单态贡献。在双 J/ψ 强子产生的色多重态贡献变得不那么显著的区域,即当双 J/ψ 系统的不变能量接近两倍的 J/ψ 质量 [10] 时,特别是 $m_{J/\psi J/\psi} \gtrsim 2m_{J/\psi}$ 。同时,双 J/ψ 共振的强子产生涉及与双 J/ψ 产生的相同费曼图拓扑结构,导致两种情况下表现出类似的行为。这表明,在对比色单重态贡献时,二- J/ψ 共振的强子产生中的色多重

*Corresponding Author: shckm2686@163.com

†Corresponding Author: yqma@pku.edu.cn

表 I: 中间态在 v 的领先阶 (LO) 产生 S 波全粲介子的可能的颜色和自旋配置。

H	n
$T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)$	$cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^1S_0^{[6]}, ^1S_0^{[6]})], cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^3S_1^{[3]}, ^3S_1^{[3]})]$
$T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^5S_2)$	$cc\bar{c}\bar{c}[^5S_2^{[1]}(^3S_1^{[3]}, ^3S_1^{[3]})]$
$M_{\psi\psi}(^1S_0)$	$c\bar{c}\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^3S_1^{[1]}, ^3S_1^{[1]})]$
$M_{\psi\psi}(^5S_2)$	$c\bar{c}\bar{c}\bar{c}[^5S_2^{[1]}(^3S_1^{[1]}, ^3S_1^{[1]})]$

态贡献可忽略不计。

在色单重态极限下, 方程 (1) 简化为

$$d\sigma(H) = \langle \mathcal{O}^H(n) \rangle d\hat{\sigma}(n), \quad (2)$$

其中 n 与 H 拥有相同的量子数。我们在表 I 中列出了每种可能的奇异介子的中间态的可能色和自旋构型。右侧列中的中间态通过它们的组分以及色和自旋构型表示。括号内的第一个色和自旋构型分配给由第一和第二组分组成的系统, 而第二个则分配给第三和第四组分。整个中间态的颜色和自旋在括号前面给出。

请注意, 两种不同的中间状态对应于自旋-0 四夸克。还应该存在两种不同的自旋-0 S 波四夸克态。我们分别将它们表示为 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_s$ 和 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_t$, 其中下标 $s(t)$ 表示四夸克内的粲夸克对形成一个色六重态(色三重态)状态。物理状态应该是 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_s$ 和 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_t$ 的两个正交线性组合。我们将具有较大强子产生截面的标记为 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)$, 它可以分解为 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0) = T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_s \sin\theta + T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_t \cos\theta$, 其中 θ 是相应的混合角。另一个更难观察, 因此不太可能是已发现的共振态之一。

请注意, 形成色六重态的粲夸克对相互排斥, 这导致了 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_s$ 内的组分比 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_t$ 内的组分结合得更松散。因此, $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_s$ 在原点处的波函数应该远小于 $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_t$ 。相应地, $T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)$ 的色六重态成分对强子产生截面贡献很小, 我们有

$$d\sigma(T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)) \approx \langle \mathcal{O}^{T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)_t}(cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^3S_1^{[3]}, ^3S_1^{[3]})]) \rangle \times d\hat{\sigma}(cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^3S_1^{[3]}, ^3S_1^{[3]})]) \cos^2\theta. \quad (3)$$

根据定义, 应满足以下不等式, $\cos^2\theta \geq 0.5$ 。

由于上述原因, 我们忽略了中间状态 $cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^1S_0^{[6]}, ^1S_0^{[6]})]$ 的贡献, 并在中间状态的

符号中标省略了子系统的色和自旋配置。例如, $cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0^{[1]}(^3S_1^{[3]}, ^3S_1^{[3]})]$ 将被指定为 $cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0]$ 。

本文将计算的数量是由

$$R(s) \equiv \frac{5d\hat{\sigma}(s[^5S_2])}{d\hat{\sigma}(s[^1S_0])}, \quad (4)$$

定义的比率, 其中 s 可以是 $cc\bar{c}\bar{c}$ (对于四夸克) 或 $c\bar{c}\bar{c}\bar{c}$ (对于分子)。显然, 它可以扰动地求值。

计算在 α_s 和 v 中进行到 LO 阶。考虑到夸克偶素产生的更高阶的 QCD 修正通常非常重要, 我们需要在这个二- J/ψ 共振强子产生中也考虑这一可能性。其在 LO (α_s) 下的 p_t 行为是次领头幂次, 而在下一领头阶数下, 领头幂次 (LP) 贡献将出现。除了这种新行为外, 更高阶的 QCD 修正和相对论修正预计将是合理的并正比于 LO 结果, 因此预期在比率中相互抵消。在这项工作中, 我们还计算了本文研究状态下强子产生的 LP 贡献, 并发现它们开始在非常高的 p_t 下超过 LO 结果, 至少高于 30 GeV, 这对实验中关心的积分截面贡献很小。稍后我们将看到, LP 部分的性质也支持本文的主要结论。通过暂时改变输入参数, 我们发现比率对粲夸克质量、部分子分布函数的选择以及重正化和因子尺度不敏感。

R 的值作为横向动量 (p_t) 和快速性 (y) 的函数, 分别展示了 LO 微扰结果和 LP 贡献, 在图 1 中给出。我们请读者参考 Refs.[11–13] 以获取计算框架的详细信息。碰撞能量设定为 13 TeV, 以便与观测双- J/ψ 共振的实验相符。我们可以看到比率几乎与中间状态的动力学无关, 特别是在区域 $p_t \geq 20$ GeV 中。

通过利用重夸克自旋对称性, 导致了以下关系: $\langle \mathcal{O}^{T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^5S_2)}(cc\bar{c}\bar{c}[^5S_2]) \rangle \approx 5\langle \mathcal{O}^{T_{cc\bar{c}\bar{c}}(^1S_0)}(cc\bar{c}\bar{c}[^1S_0]) \rangle$ 和 $\langle \mathcal{O}^{M_{\psi\psi}}(c\bar{c}\bar{c}\bar{c}[^5S_2]) \rangle \approx 5\langle \mathcal{O}^{M_{\psi\psi}}(c\bar{c}\bar{c}\bar{c}[^1S_0]) \rangle$, 我们有 $d\sigma(T_{cc\bar{c}\bar{c}}[^5S_2])/d\sigma(T_{cc\bar{c}\bar{c}}[^1S_0]) \approx R(cc\bar{c}\bar{c})/\cos^2\theta$, 和 $d\sigma(M_{\psi\psi}[^5S_2])/d\sigma(M_{\psi\psi}[^1S_0]) \approx R(c\bar{c}\bar{c}\bar{c})$, 这意味着可以微扰计算的比值 R 能很好地反映截面比。考虑到 $\cos^2\theta$ 的范围, 我们进一步得到 $R(cc\bar{c}\bar{c}) \lesssim d\sigma(T_{cc\bar{c}\bar{c}}[^5S_2])/d\sigma(T_{cc\bar{c}\bar{c}}[^1S_0]) \lesssim 2R(cc\bar{c}\bar{c})$ 。对于分子状态和四夸克而言, 自旋-2 状态的 SDCs 远大于其自旋-0 对应物。比率对于分子是 16, 而对于四夸克则从 12.5 到 16 不等。考虑到 R 和截面比的关系, 我们断言, 在观察到共振的区域 $6 \text{ GeV} \leq p_t \leq 50 \text{ GeV}$ 中, 自旋-2 四夸克和分子的强子产生截面远大于它们

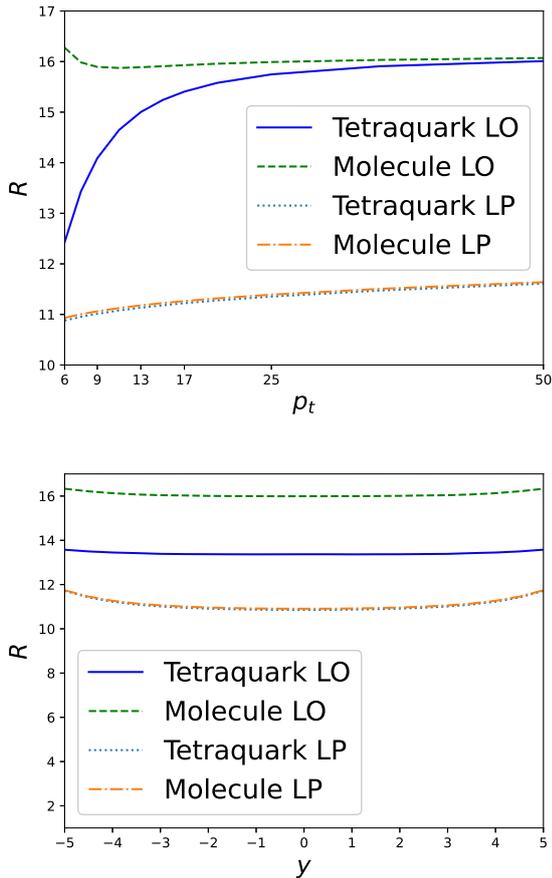


图 1: 自旋为 2 态的 SDC 与自旋为 0 态的 SDC 的比率 R , 作为 p_t 和 y 的函数。

的自旋-0 对应物。

由于两种自旋构型的质量偏差处于 $m_c v^4$ 阶 (完全粲强子为 $v^2 \approx 0.3$), 大约为 100 MeV, 预计在能量区间约 6.9 GeV (以及约 6.6 GeV) 的较小范围内至少会出现两个共振态。然而, 在每个特定质量下仅观察到一个窄共振峰。一种可能的解释是, 其他共振态的

事件数太少而未能达到实验分辨率。因此, 所观测到的一个应具有较大的产生截面。请注意, 100 MeV 与二- J/ψ 共振峰的宽度相当, 这意味着其他潜在状态可能隐藏在观察到的峰值内或仅处于背景中。随着数据积累, 它们可能会被识别出来。根据我们的计算, 所观测到的共振态最可能是自旋-2 粒子。

我们所有的讨论都基于一个假设, 即共振是 S 波态。我们也需要考虑它可能不是这种情况的可能性。在这种情况下, 基态可能位于双 J/ψ 阈值之下, 否则, 它也应该衰变成一个 J/ψ 对, 并具有较大的产生截面, 在实验中可检测到, 因为 P 波完全重介子的产生截面相对于其 S 波对应物被抑制了一个 v^2 因子。

Acknowledgments

我们感谢魏辰的许多有用沟通和讨论。本工作部分得到国家自然科学基金 (12375079, 12325503, 11975029, 11965006, 11875071)、国家重点研发计划 (2020YFA0406400)、贵州省科技项目 (QKH-基础-ZK[2021]YB319) 以及北京大学高性能计算平台的支持。桑文龙得到重庆市自然科学基金 (CSTB2023 NSCQ-MSX0132) 的支持。

作者贡献

张宏飞和马艳青构建了用于计算完全重四夸克及由两个夸克偶素组成的分子的非相对论量子色动力学框架, 并独立完成了领先阶结果的计算。桑文龙计算了领先幂次贡献的结果。

- [1] Gell-Mann M., A Schematic Model of Baryons and Mesons, Phys Lett 8 (1964) 214–215.
- [2] Chen H.-X., Chen W., Liu X., et al., The hidden-charm pentaquark and tetraquark states, Phys Rept 639 (2016) 1–121.
- [3] Liu Y.-R., Chen H.-X., Chen W., et al., Pentaquark and Tetraquark states, Prog Part Nucl Phys 107 (2019) 237–320.

- [4] Aaij R., et al. (LHCb), Observation of structure in the J/ψ -pair mass spectrum, Sci Bull 65 (2020) 1983–1993.
- [5] Aad G., et al. (ATLAS), Observation of an Excess of Dicharmonium Events in the Four-Muon Final State with the ATLAS Detector, Phys Rev Lett 131 (2023) 151902.
- [6] Hayrapetyan A., et al. (CMS), New Structures in the $J/\psi J/\psi$ Mass Spectrum in Proton-Proton Collisions at

- s=13 TeV, Phys Rev Lett 132 (2024) 111901.
- [7] Dong X.-K., Baru V., Guo F.-K., et al., Coupled-Channel Interpretation of the LHCb Double- J/ψ Spectrum and Hints of a New State Near the $J/\psi J/\psi$ Threshold, Phys Rev Lett 126 (2021) 132001. .
- [8] Caswell W. E., Lepage G. P., Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories, Phys Lett 167B (1986) 437–442.
- [9] Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P., Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium, Phys Rev D51 (1995) 1125–1171.
- [10] He Z.-G., Kniehl B. A., Complete Nonrelativistic-QCD Prediction for Prompt Double J/ψ Hadroproduction, Phys Rev Lett 115 (2015) 022002.
- [11] Feng F., Huang Y., Jia Y., et al., Fragmentation production of fully-charmed tetraquarks at the LHC, Phys Rev D 106 (2022) 114029.
- [12] Feng F., Huang Y., Jia Y., et al., Inclusive production of fully charmed tetraquarks at the LHC, Phys Rev D 108 (2023) L051501.
- [13] Zhang H.-F., Mo X.-M., Yan Y.-P., Hadronic decay of exotic mesons consisting of four charm quarks, Phys Rev D 110 (2024) 096021.