



兰州大学

LANZHOU UNIVERSITY

S 波 K 介子与 T 双重态(反)粲介子形成的 粲-奇异分子态类型四夸克态

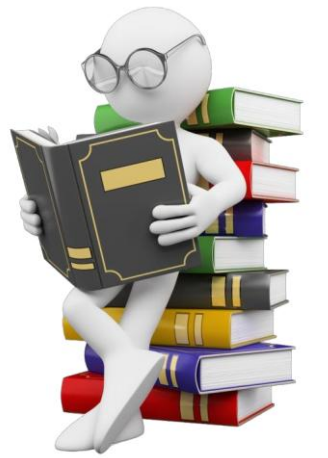
王福来

合作者: 罗肆强 刘翔

第五届强子与重味物理理论与实验联合研讨会 2026年3月27日至31日 河北·石家庄

Fu-Lai Wang, Si-Qiang Luo, and Xiang Liu, arXiv:2510.17244

提 纲



1. 研究背景

2. S 波 K 介子与 T 双重态反粲介子形成的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态

3. S 波 K 介子与 T 双重态粲介子形成的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态

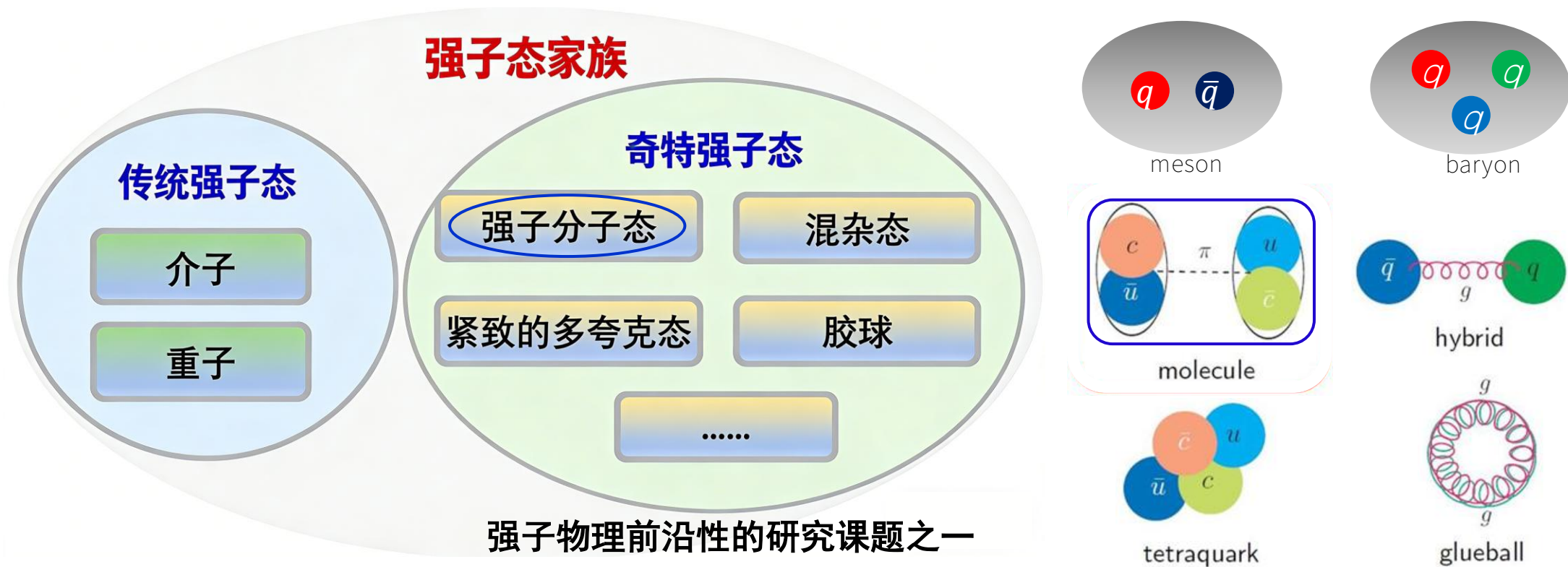
4. 总结与展望

1

研究背景

强子物理的研究对象——强子态（夸克与胶子）

- 强子物理主要研究强子态的谱学和结构等问题。



H. X. Chen, W. Chen, X. Liu, and S. L. Zhu, Phys. Rept. 639, 1 (2016)

- 为理解强子的内部结构与强相互作用的非微扰问题提供重要的信息。

强子分子态的定义和典型特征

- 强子分子态是由两个(多个)色单态的强子形成的松散束缚态。

$P_{\psi}^N(4312)$

$P_{\psi}^N(4440)$ $\Sigma_c \bar{D}^{(*)}$ 分子态

$P_{\psi}^N(4457)$

[LHCb], PRL 122, 222001 (2019)

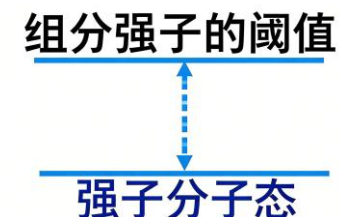
$T_{cc}^+(3875)$ DD^* 分子态

[LHCb], Nature Phys. 18, 751-754(2022)

- 强子分子态的典型特征:

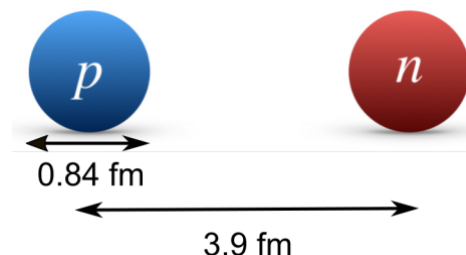
- 强子分子态是束缚态, 组分强子的阈值大于强子分子态的质量;
- 强子分子态的束缚较松散 (较小的束缚能和较大的尺寸)。

H. X. Chen, W. Chen, X. Liu, and S. L. Zhu, Phys. Rept. 639, 1 (2016)



- 氘核是由质子与中子形成的分子态类型六夸克态, 有较小的束缚能 (~ 2.225 MeV)和较大的尺寸(~3.9 fm)。

R. Machleidt, PRC 63, 024001 (2001)



R. Pohl et al., Nature 466, 213 (2010)

2019年关于 P_c 态的高精度实验数据支持隐粲分子态类型五夸克态的解释

PHYSICAL REVIEW LETTERS 122, 222001 (2019)

Editors' Suggestion

Featured in Physics

Observation of a Narrow Pentaquark State, $P_c(4312)^+$,
and of the Two-Peak Structure of the $P_c(4450)^+$

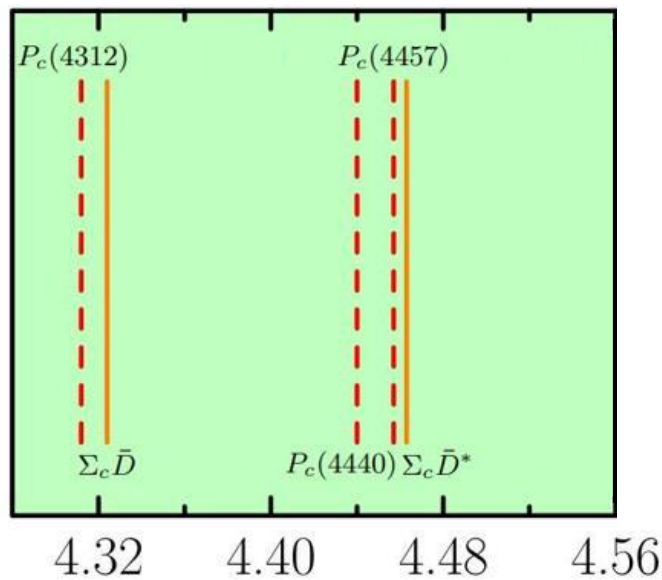
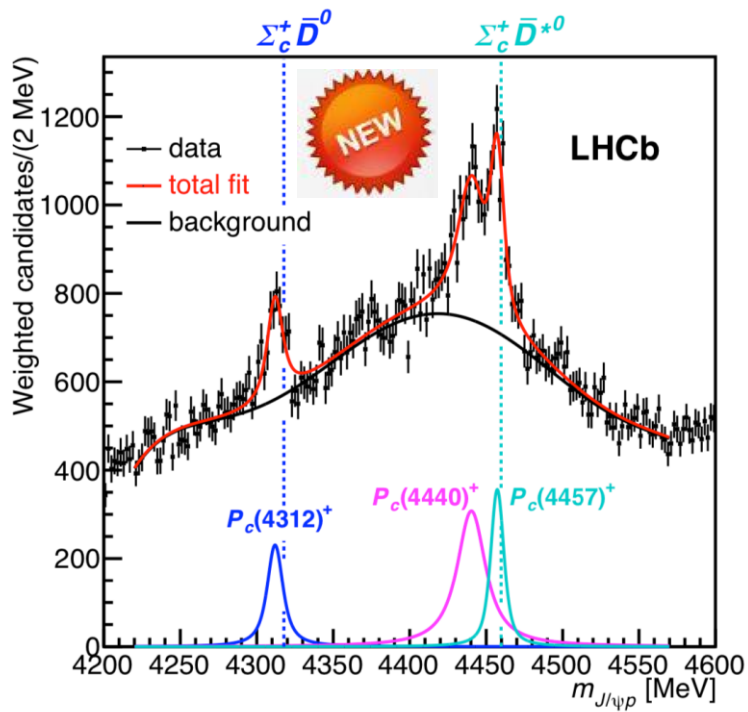
第一轮+第二轮

$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$

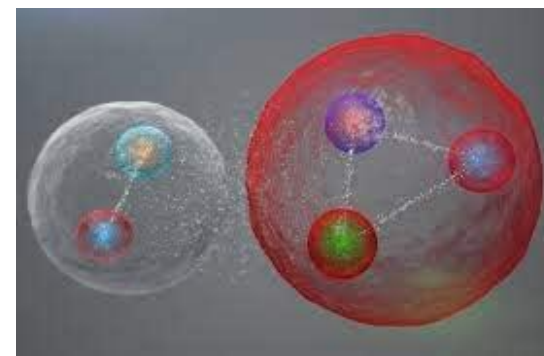
R. Aaij *et al.**
(LHCb Collaboration)

(Received 6 April 2019; published 5 June 2019)

$P_c^+(4312)$: $M = 4311.9 \pm 0.7_{-0.6}^{+6.8}$ MeV,
 $\Gamma = 9.8 \pm 2.7_{-4.5}^{+3.7}$ MeV,
 $P_c^+(4440)$: $M = 4440.3 \pm 1.3_{-4.7}^{+4.1}$ MeV,
 $\Gamma = 20.6 \pm 4.9_{-10.1}^{+8.7}$ MeV,
 $P_c^+(4457)$: $M = 4457.3 \pm 0.6_{-1.7}^{+4.1}$ MeV,
 $\Gamma = 6.4 \pm 2.0_{-1.9}^{+5.7}$ MeV.



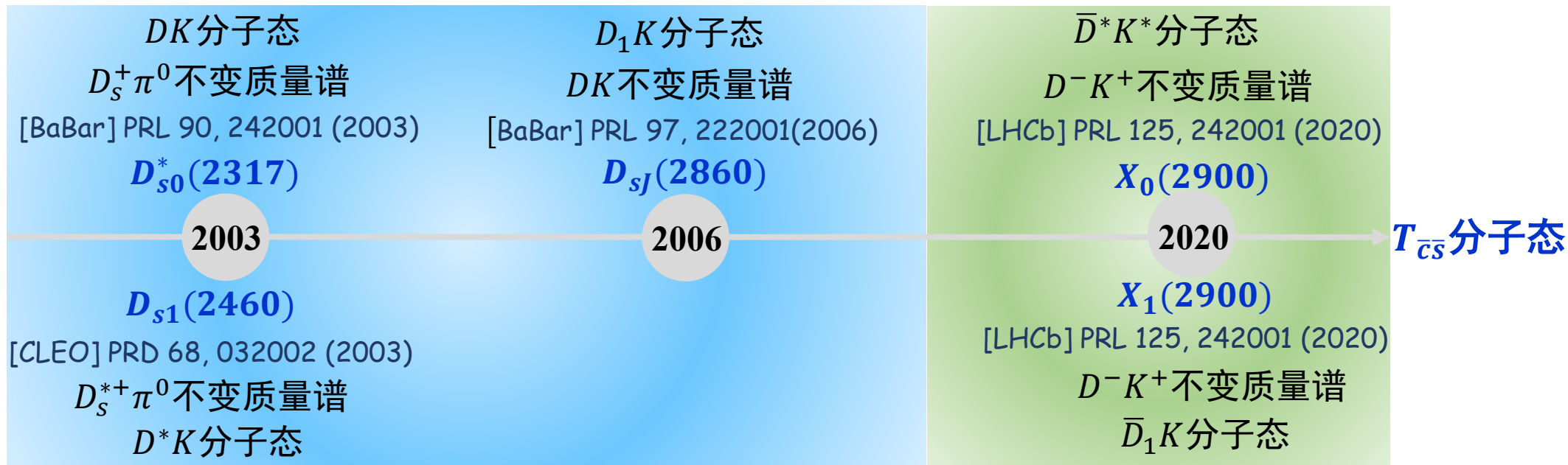
S波 $\Sigma_c \bar{D}^{(*)}$ 分子态的特征能谱



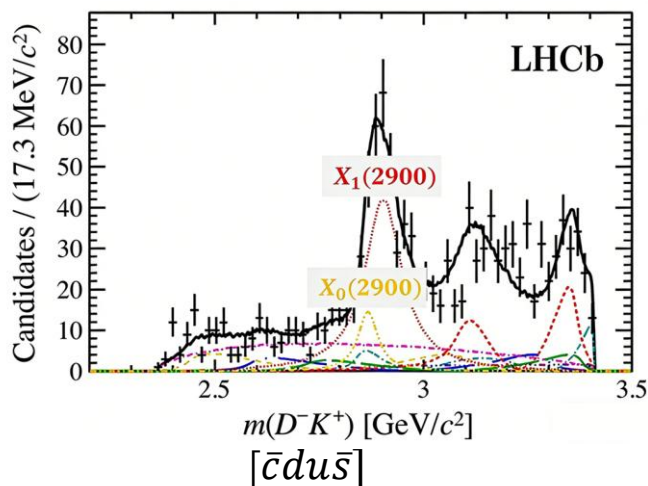
隐粲分子态类型五夸克态

高能物理实验发现的粲-奇异分子态类型四夸克态候选者

- 与隐粲强子分子态的研究相比，**粲-奇异强子分子态**受到的关注相对较少。



F. K. Guo, C. Hanhart, U. G. Meißner, Q. Wang, Q. Zhao, and B. S. Zou, Rev. Mod. Phys. 90, 015004(2018)



高能物理实验首次发现的由
 四种不同味道夸克组成的新
 强子态——**奇特强子态**

含五种不同味道夸克的分子态类型五夸克态候选者： $\Xi_b^{(',*)}\bar{D}^{(*)}$ 和 $\Xi_c^{(',*)}B^{(*)}$

arXiv:2603.23287v1 [hep-ph] 24 Mar 2026

Five-flavor molecular pentaquarks in the $\Xi_b^{(',*)}\bar{D}^{(*)}$ and $\Xi_c^{(',*)}B^{(*)}$ systems

Fu-Lai Wang^{1,2,3,4*} and Xiang Liu^{1,2,3,4†‡}

¹*School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*

²*Lanzhou Center for Theoretical Physics, Key Laboratory of Theoretical Physics of Gansu Province, Key Laboratory of Quantum Theory and Applications of MoE,*

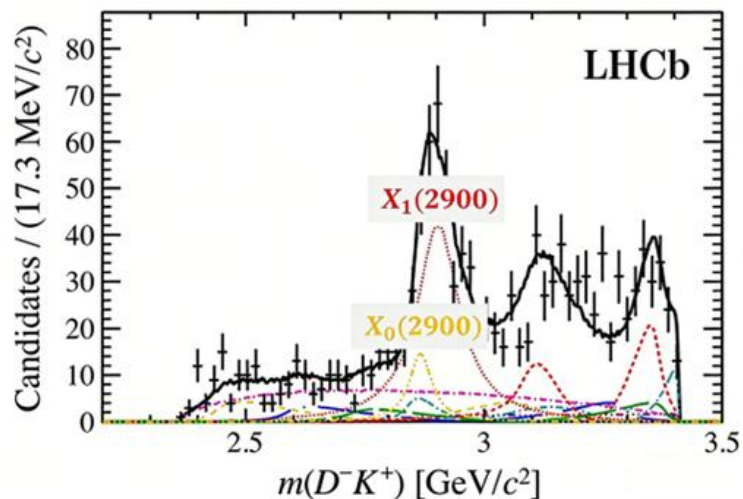
Gansu Provincial Research Center for Basic Disciplines of Quantum Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China

³*MoE Frontiers Science Center for Rare Isotopes, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*

⁴*Research Center for Hadron and CSR Physics, Lanzhou University and Institute of Modern Physics of CAS, Lanzhou 730000, China*

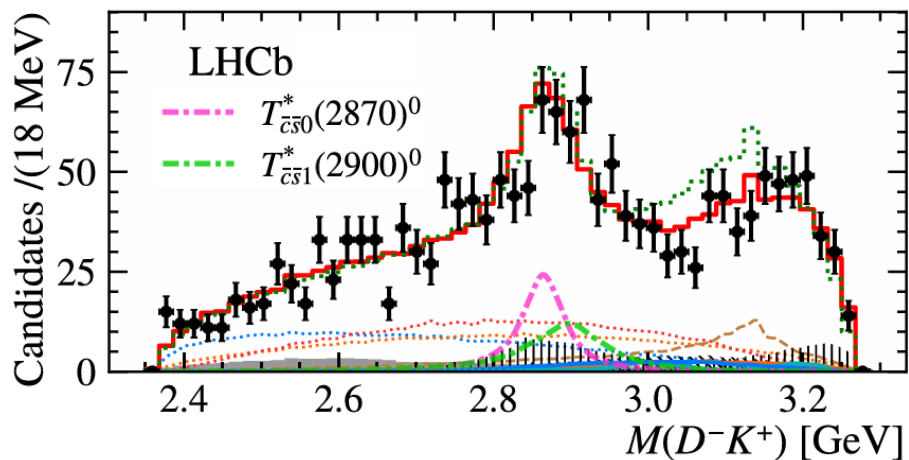
The discovery of hidden-charm pentaquarks and open-flavor tetraquarks motivates the search for even more exotic hadron configurations. In this work, we investigate genuinely exotic molecular pentaquark candidates comprising five different flavors, focusing on the $\Xi_b^{(',*)}\bar{D}^{(*)}$ and $\Xi_c^{(',*)}B^{(*)}$ systems. Employing the one-boson-exchange model with the S - D wave mixing and coupled-channel dynamics, we identify the most promising molecular pentaquark candidates comprising five different flavors. These include the $\Xi_b\bar{D}$, $\Xi_b'\bar{D}$, $\Xi_c B$, and $\Xi_c' B$ states with $I(J^P) = 0(1/2^-)$, the $\Xi_b\bar{D}^*$, $\Xi_b'\bar{D}^*$, $\Xi_c B^*$, and $\Xi_c' B^*$ states with $I(J^P) = 0(1/2^-, 3/2^-)$, the $\Xi_b^*\bar{D}$ and $\Xi_c^* B$ states with $I(J^P) = 0(3/2^-)$, as well as the $\Xi_b^*\bar{D}^*$ and $\Xi_c^* B^*$ states with $I(J^P) = 0(1/2^-, 3/2^-, 5/2^-)$. Importantly, these loosely bound states exhibit pronounced spin splittings across different total angular momentum configurations after incorporating the spin-dependent interactions or the channel couplings. In addition, we identify several possible isovector molecular pentaquark candidates within the $\Xi_b^{(',*)}\bar{D}^{(*)}$ and $\Xi_c^{(',*)}B^{(*)}$ systems. Our predictions provide clear targets for experimental searches at facilities such as LHCb and Belle II, where the unique five-flavor quark configuration offers a distinctive experimental signature.

$X_0(2900)$ 和 $X_1(2900)$ 的实验发现与确认



[LHCb] PRL 125, 242001 (2020)

- 首次发现过程: $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$
- 夸克组成: $\bar{c} d u \bar{s}$
高能物理实验上发现的由四种不同味道夸克组成的新强子态。
- 质量与宽度:
 $X_0(2900)$: $M = 2.866 \pm 0.007 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$,
 $\Gamma = 57 \pm 12 \pm 4 \text{ MeV}$,
 $X_1(2900)$: $M = 2.904 \pm 0.005 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$,
 $\Gamma = 110 \pm 11 \pm 4 \text{ MeV}$,



[LHCb] PRL 133, 131902 (2024)

- 确认过程: $B^+ \rightarrow D^{*\pm} D^{\mp} K^+$
- 质量与宽度:

$T_{\bar{c}\bar{s}0}^*(2870)^0$, mass [MeV]	$2914 \pm 11 \pm 15$
$T_{\bar{c}\bar{s}0}^*(2870)^0$, width [MeV]	$128 \pm 22 \pm 23$
$T_{\bar{c}\bar{s}1}^*(2900)^0$ mass [MeV]	$2887 \pm 8 \pm 6$
$T_{\bar{c}\bar{s}1}^*(2900)^0$ width [MeV]	$92 \pm 16 \pm 16$
- 自旋-宇称量子数:

$T_{\bar{c}\bar{s}0}^*(2870)^{0,\dagger}$	0^+
$T_{\bar{c}\bar{s}1}^*(2900)^{0\dagger}$	1^-

$X_0(2900)$ 和 $X_1(2900)$ 与奇异介子和粲介子阈值的比较

$$T_{\bar{c}s0}^*(2870)^0$$

$$I(J^P) = ?(0^+)$$

OMITTED FROM SUMMARY TABLE

was $X_0(2900)$

An exotic state with minimal quark content $\bar{c}d\bar{s}u$. Observed by AAIJ 20AI using full amplitude analysis of $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$ decays.

$T_{\bar{c}s0}^*(2870)^0$ MASS

VALUE (MeV)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
2872 ± 16	OUR AVERAGE	Error includes scale factor of 2.4.		
$2914 \pm 11 \pm 15$	1.6k	¹ AAIJ	24AB LHCB	$B^+ \rightarrow D^{*+} D^- K^+$
$2866 \pm 7 \pm 2$	1.2k	² AAIJ	20AI LHCB	$B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$

$$T_{\bar{c}s1}^*(2900)^0$$

$$I(J^P) = ?(1^-)$$

OMITTED FROM SUMMARY TABLE

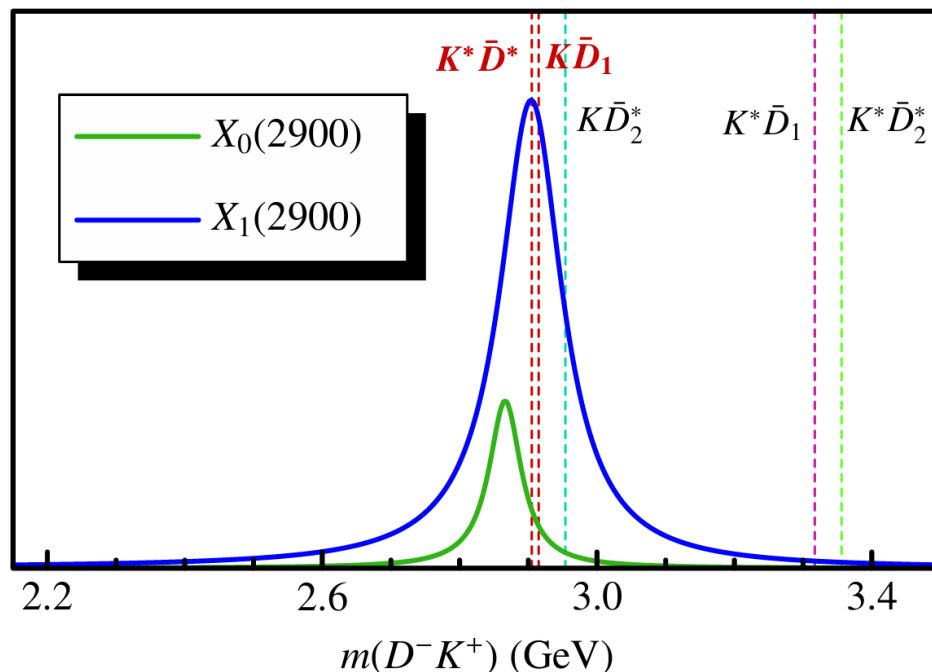
was $X_1(2900)$

An exotic state with minimal quark content $\bar{c}d\bar{s}u$. Observed by AAIJ 20AI using full amplitude analysis of $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$ decays.

$T_{\bar{c}s1}^*(2900)^0$ MASS

VALUE (MeV)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
$2887 \pm 8 \pm 7$	1.6k	¹ AAIJ	24AB LHCB	$B^+ \rightarrow D^{*+} D^- K^+$
$2904 \pm 5 \pm 1$	1.2k	² AAIJ	20AI LHCB	$B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$

[Particle Data Group] PRD 110, 030001 (2024)



- $X_0(2900)$ 和 $X_1(2900)$ 的质量分别接近 $\bar{D}^* K^*$ 和 $\bar{D}_1 K$ 的阈值；
- S 波 $\bar{D}^* K^*$ 和 $\bar{D}_1 K$ 系统可以分别自然地具有自旋-宇称量子数 0^+ 和 1^- 。

符合强子分子态的特征

$X_0(2900)$ 的 \bar{D}^*K^* 分子态的理论解释

- ✓ R. Molina and E. Oset, Phys. Lett. B 811, 135870 (2020); 837, 137645(E) (2023).
- ✓ M. Z. Liu, J. J. Xie, and L. S. Geng, Phys. Rev. D 102, 091502 (2020).
- ✓ H. X. Chen, W. Chen, R. R. Dong, and N. Su, Chin. Phys. Lett. 37, 101201 (2020).
- ✓ M. W. Hu, X. Y. Lao, P. Ling, and Q. Wang, Chin. Phys. C 45, 021003 (2021).
- ✓ S. Y. Kong, J. T. Zhu, D. Song, and J. He, Phys. Rev. D 104, 094012 (2021).
- ✓ S. S. Agaev, K. Azizi, and H. Sundu, J. Phys. G 48, 085012 (2021).
- ✓ J. He and D. Y. Chen, Chin. Phys. C 45, 063102 (2021).
- ✓ B. Wang and S. L. Zhu, Eur. Phys. J. C 82, 419 (2022).
- ✓ L. R. Dai, R. Molina, and E. Oset, Phys. Rev. D 105, 096022 (2022).
- ✓ B. Wang, K. Chen, L. Meng, and S. L. Zhu, Phys. Rev. D 109, 034027 (2024).
- ✓ Y. K. Chen, W. L. Wu, L. Meng, and S. L. Zhu, Phys. Rev. D 109, 014010 (2024).
- ✓ Z. M. Ding, Q. Huang, and J. He, Eur. Phys. J. C 84, 822 (2024).
- ✓ Z. M. Ding, Q. Huang, and J. He, arXiv:2508.12686.

对于 $X_0(2900)$, \bar{D}^*K^*
分子态图像被广泛支持

- 紧致四夸克态: ✓ X. G. He, W. Wang, and R. Zhu, Eur. Phys. J. C 80, 1026(2020).
 - ✓ Z. G. Wang, Int. J. Mod. Phys. A 35 (2020) no.30, 2050187.
 - ✓ J. R. Zhang, Phys. Rev. D 103, 054019 (2021).
 - ✓ G. J. Wang, L. Meng, L. Y. Xiao, M. Oka, and S. L. Zhu, Eur. Phys. J. C 81, 188 (2021).
 - ✓ G. Yang, J. Ping, and J. Segovia, Phys. Rev. D 103, 074011 (2021).
 - ✓ T. Guo, J. Li, J. Zhao, and L. He, Phys. Rev. D 105, 054018(2022).
 - ✓ S. S. Agaev, K. Azizi, and H. Sundu, Phys. Rev. D 106, 014019 (2022).
 - ✓ J. Wei, Y. H. Wang, C. S. An, and C. R. Deng, Phys. Rev. D 106, 096023 (2022).
 - ✓ F. X. Liu, R. H. Ni, X. H. Zhong, and Q. Zhao, Phys. Rev. D 107, 096020 (2023).
- 运动学效应: ✓ X. H. Liu, M. J. Yan, H. W. Ke, G. Li, and J. J. Xie, Eur. Phys. J. C 80, 1178 (2020).
 - ✓ T. J. Burns and E. S. Swanson, Phys. Lett. B 813, 136057 (2021).

$X_1(2900)$ 的 $\bar{D}_1 K$ 分子态的理论解释

- ✓ X. K. Dong and B. S. Zou, Eur. Phys. J. A 57, 139 (2021).
- ✓ J. He and D. Y. Chen, Chin. Phys. C 45, 063102 (2021).
- ✓ J. J. Qi, Z. Y. Wang, Z. F. Zhang, and X. H. Guo, Eur. Phys. J. C 81, 639 (2021).

$X_1(2900)$ 的 $\bar{D}_1 K$ 分子态的解释存在很大争议

● 紧致四夸克态:

- ✓ X. G. He, W. Wang, and R. Zhu, Eur. Phys. J. C 80, 1026(2020).
- ✓ G. Yang, J. Ping, and J. Segovia, Phys. Rev. D 103, 074011 (2021).
- ✓ S.S.Agaev, K.Azizi, H.Sundu, Nucl.Phys.A1011,122202(2021).
- ✓ J. Wei, Y. H. Wang, C. S. An, and C. R. Deng, Phys. Rev. D106,096023 (2022).

● 运动学效应:

- ✓ X. H. Liu, M. J. Yan, H. W. Ke, G. Li, and J. J. Xie, Eur. Phys. J. C 80, 1178 (2020).

● P波 $\bar{D}^* K^*$ 分子态

- ✓ J. Z. Wang, Z. Y. Lin, B. Wang, L. Meng, and S. L. Zhu, Phys. Rev. D 110, 114003 (2024).

$X_1(2900)$ 的 \bar{D}_1K 分子态的理论解释——质量谱

Eur. Phys. J. A (2021) 57:139
https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00442-7

THE EUROPEAN
PHYSICAL JOURNAL A



Regular Article - Theoretical Physics

Prediction of possible DK_1 bound states

Xiang-Kun Dong^{1,2,a}, Bing-Song Zou^{1,2,3,b}

¹ CAS Key Laboratory of Theoretical Physics, Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

² School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

³ School of Physics, Central South University, Changsha 410083, China

Chinese Physics C Vol. 45, No. 6 (2021) 063102

Molecular picture for $X_0(2900)$ and $X_1(2900)$ *

Jun He(何军)^{1†} Dian-Yong Chen(陈殿勇)^{2‡}

[†]Department of Physics and Institute of Theoretical Physics, Nanjing Normal University, Nanjing 210097, China

[‡]School of Physics, Southeast University, Nanjing 210094, China

Eur. Phys. J. C (2021) 81:639
https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09422-z

THE EUROPEAN
PHYSICAL JOURNAL C



Regular Article - Theoretical Physics

Studying the \bar{D}_1K molecule in the Bethe–Salpeter equation approach

Jing-Juan Qi^{1,a}, Zhen-Yang Wang^{2,b}, Zhu-Feng Zhang^{2,c}, Xin-Heng Guo^{3,d}

¹ Junior College, Zhejiang Wanli University, Ningbo 315101, Zhejiang, China

² Physics Department, Ningbo University, Ningbo 315211, Zhejiang, China

³ College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China

矢量介子交换

\bar{D}_1K 系统不可以形成束缚态

矢量介子交换

\bar{D}_1K 系统可以形成虚态

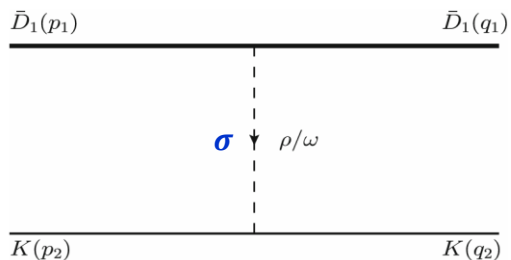
矢量介子交换

\bar{D}_1K 系统可以形成束缚态

- ✓ \bar{D}_1K 系统是否可以形成束缚态存在争议；
- ✓ 这些研究没有系统地包含 σ 交换和耦合道效应。

系统的研究由S波K介子和T双重态(反)粲介子组成的分子态候选者

- σ 交换在氦核的形成中提供中程吸引力，对于松散束缚态的形成发挥重要作用。



- 根据研究X(3872)的经验，强子间相互作用的研究考虑更精细的结构。近年来，耦合道效应被广泛的用于强子分子态研究。

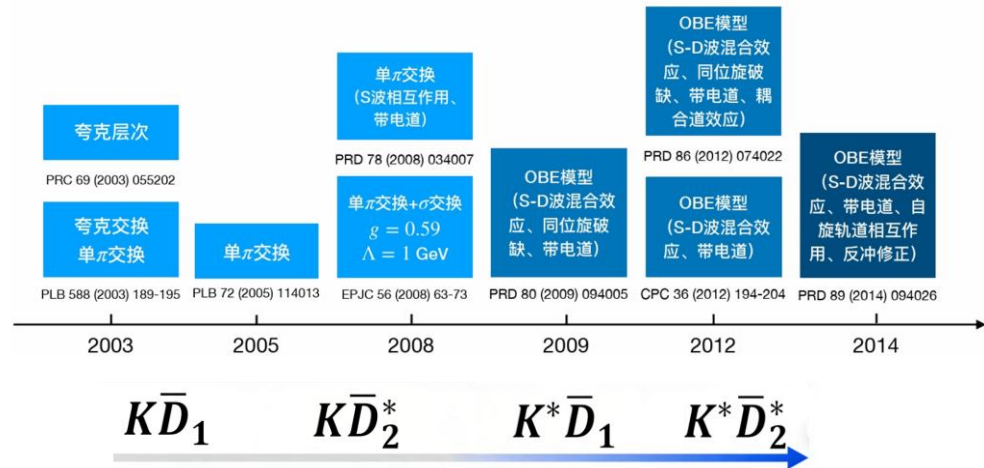
P-波粲介子: $S_l \equiv S_q + L = \frac{1}{2} \otimes 1 = \frac{1}{2} \oplus \frac{3}{2}$

$$J \equiv S_l + S_q = \frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} = 0 \oplus 1 \quad S = (0^+, 1^+)$$

$$J \equiv S_l + S_q = \frac{3}{2} \otimes \frac{1}{2} = 1 \oplus 2 \quad T = (1^+, 2^+)$$

$$D_1(2420) \quad I(J^P) = \frac{1}{2}(1^+)$$

$$D_2^*(2460) \quad I(J^P) = \frac{1}{2}(2^+)$$



- 目前粲-奇异分子态类型四夸克态的研究主要局限于S波K介子和S波(反)粲介子体系。近年来对隐粲强子分子态的研究，相关组分不仅限于S波强子，还可以包括P波强子。自然地，有必要研究由S波K介子和T双重态(反)粲介子组成的粲-奇异分子态类型四夸克态候选者。

考虑耦合道效应，在单玻色子交换模型中包含标量、赝标量、矢量介子交换相互作用，系统的研究由S波K介子和T双重态(反)粲介子组成的粲-奇异分子态类型四夸克态候选者

2

***S*波*K*介子与*T*双重态反粲介子 形成的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态**

强子间相互作用是研究强子分子态质量谱的重要输入

- 强子间相互作用是研究强子分子态质量谱的重要输入，然而强相互作用在低能情况下不能微扰求解。

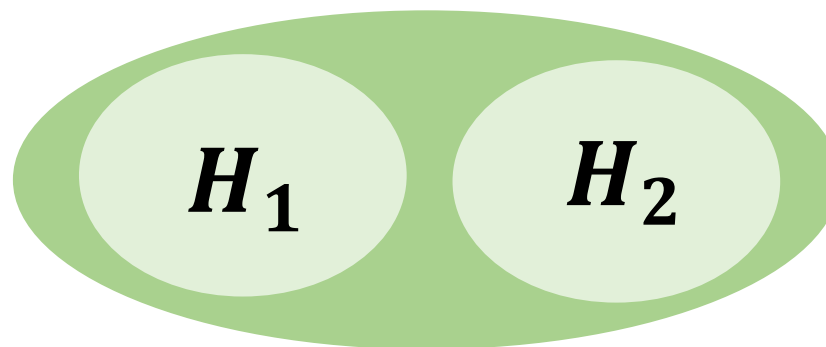
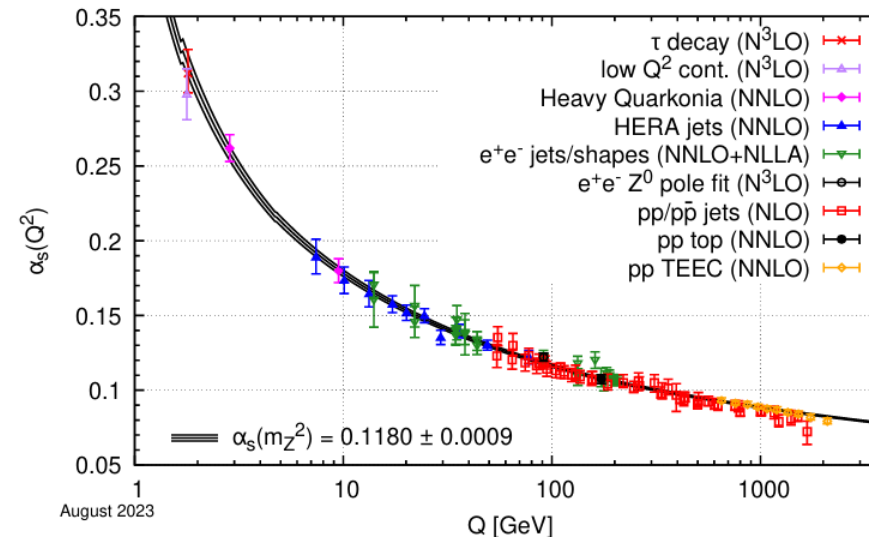
$$-\frac{1}{2\mu}\left(\nabla^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}\right)\psi(r) + \boxed{V(r)}\psi(r) = E\psi(r)$$

- 束缚能 E
- 数值空间波函数 $\psi(r)$

- 研究强子间相互作用的模型与方法：

- ① 单玻色子交换模型；
- ② 格点QCD模拟；
- ③ QCD求和规则；
- ④ 手征微扰理论；
- ⑤ 组分夸克模型；

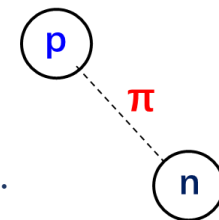
.....



H. X. Chen, W. Chen, X. Liu, and S. L. Zhu, Phys. Rept. 639, 1 (2016).

单玻色子交换模型

- **介子交换模型**:核力是两个核子间交换 π 产生的, 质子和中子间通过交换 π 形成氘核。 π 交换只提供核子间相互作用的长程力。 H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Sco. Jap. 17 (1935).



- 在强子间相互作用的研究中通过考虑**不同的轻味介子**描述**长程、中程和短程力**:

$$\sigma, \quad \mathbb{P} = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}, \quad \mathbb{V} = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & \phi \end{pmatrix}.$$

中程
长程
短程

$0.8 \text{ fm} \leq r \leq 2.0 \text{ fm}$
 $r \geq 2.0 \text{ fm}$
 $r \leq 0.8 \text{ fm}$

- 在强子间相互作用的研究中考虑各种**效应 (修正)** ——更精细的结构:

- ① S - D 波混合效应;
- ② 耦合道效应;
- ③ 同位旋破缺效应;

H. X. Chen, W. Chen, X. Liu, and S. L. Zhu, Phys. Rept. 639, 1 (2016).

单玻色子交换模型对高能物理实验发现的强子分子态候选者的成功预言

CPC(HEP & NP), 2012, 36(1): 6-13

Chinese Physics C

Vol. 36, No. 1, Jan., 2012

2011

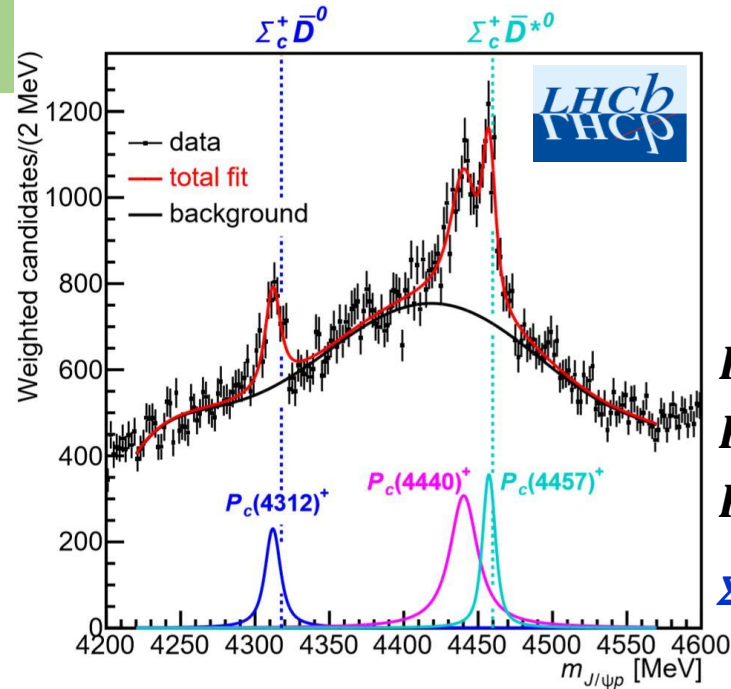
Possible hidden-charm molecular baryons composed of an anti-charmed meson and a charmed baryon*

YANG Zhong-Cheng(杨忠诚)¹ SUN Zhi-Feng(孙志峰)^{2,4} HE Jun(何军)^{1,3,1)}
LIU Xiang(刘翔)^{2,4;2)} ZHU Shi-Lin(朱世琳)^{1;3)}

¹ Department of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China

Abstract: Using the one-boson-exchange model, we studied the possible existence of very loosely bound hidden-charm molecular baryons composed of an anti-charmed meson and a charmed baryon. Our numerical results indicate that the $\Sigma_c \bar{D}^*$ and $\Sigma_c \bar{D}$ states exist, but that the $\Lambda_c \bar{D}$ and $\Lambda_c \bar{D}^*$ molecular states do not.

2019



$P_\psi^N(4312)$
 $P_\psi^N(4440)$
 $P_\psi^N(4457)$
 $\Sigma_c \bar{D}^{(*)}$ 分子态

[LHCb] PRL 122, 222001 (2019).

2013

Channel analysis of the possible $D^{(*)}D^{(*)}$, $\bar{B}^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ and $D^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ molecular states

PHYSICAL REVIEW D 88, 114008 (2013)

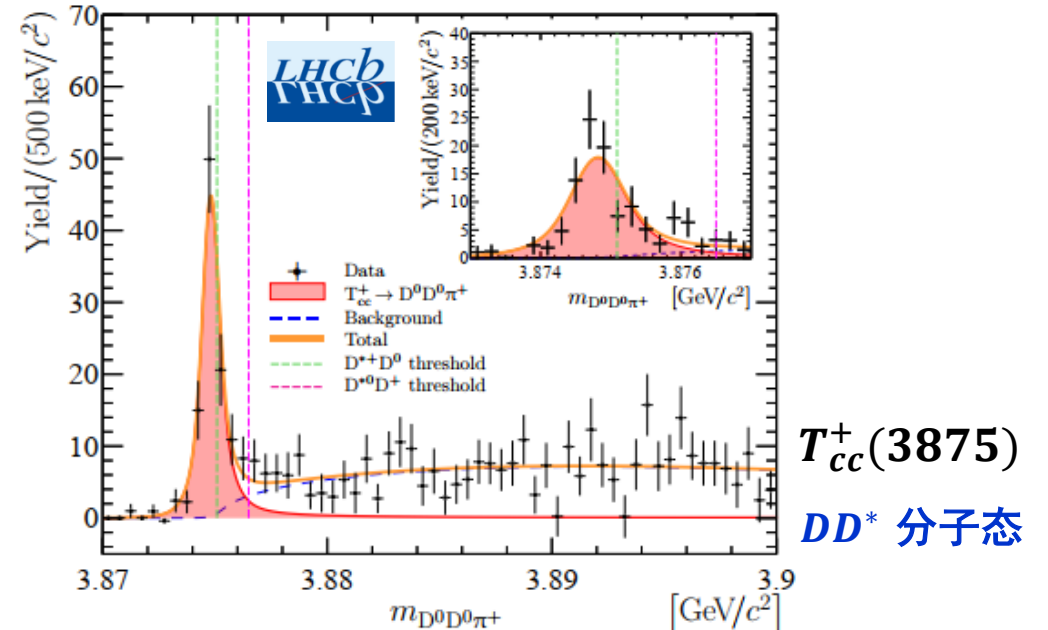
Ning Li,^{1,2,*} Zhi-Feng Sun,^{3,4,†} Xiang Liu,^{3,4,‡} and Shi-Lin Zhu^{1,5,6,§}

¹Department of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China
²Institut für Kernphysik and Jülich Cent I
³School of Physical Science
⁴Research Center for Hadron and CSR Physics,
⁵Center of High Energy Physics
⁶Collaborative Innovation Center of Nuclear Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China

J^P	$D^{(*)}D^{(*)}$	OBE	China		
0 ⁺			***		
	Λ (GeV)	0.95	1.00	1.05	1.10
	B.E. (MeV)	0.47	5.44	18.72	42.82
	M (MeV)	3875.38	3870.41	3857.13	3833.03
0	r_{rms} (fm)	4.46	1.58	0.91	0.64
1 ⁺	P_1 (%)	97.97	92.94	85.64	77.88
	P_2 (%)	0.58	0.55	0.32	0.15
	P_3 (%)	1.41	6.42	13.97	21.91
	P_4 (%)	0.04	0.09	0.08	0.05

9年

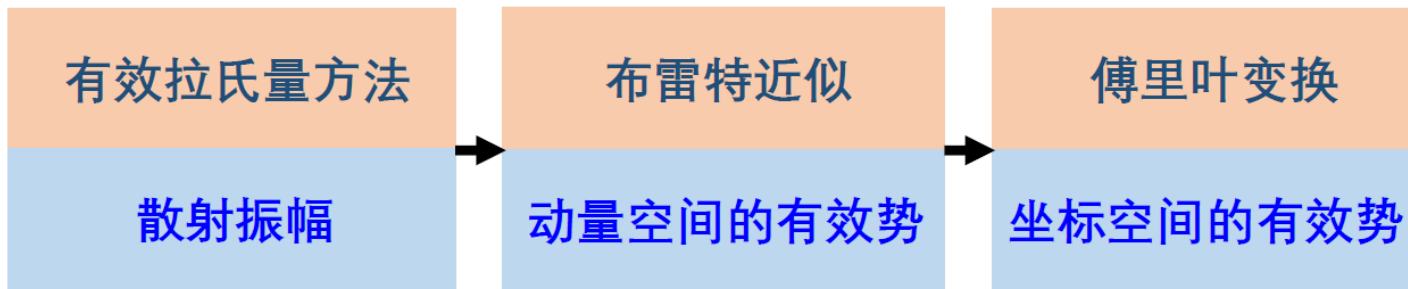
2021



$T_{cc}^+(3875)$
 DD^* 分子态

[LHCb] Nature Phys. 18 (2022) 7, 751-754.

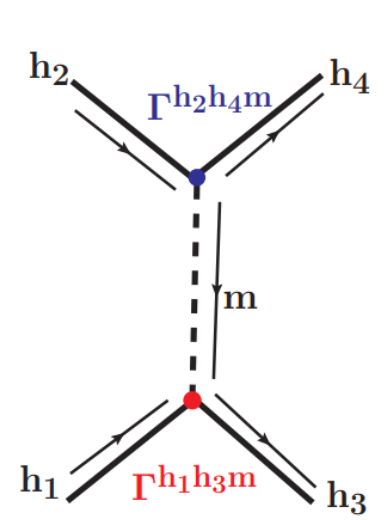
在单玻色子交换模型中讨论强子分子态候选者的步骤



E. M. Lifshitz, Quantum electrodynamics, 1982.

求解耦合道薛定谔方程

束缚态解: (i) 束缚能, (ii) 方均根半径, (iii) 每个道的贡献



$$i\mathcal{M}^{h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4}(q) = \sum_{m=\sigma, P, V} i\Gamma_{(\mu)}^{h_1 h_3 m} P_m^{(\mu\nu)} i\Gamma_{(\nu)}^{h_2 h_4 m}$$

$$\mathcal{V}_E^{h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4}(q) = -\frac{\mathcal{M}^{h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4}(q)}{\sqrt{\prod_i 2m_i \prod_f 2m_f}}$$

$$\mathcal{V}_E^{h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4}(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathcal{V}_E^{h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4}(q) \mathcal{F}^2(q^2, m_E^2)$$

形状因子: $\mathcal{F}(q^2, m_E^2) = \frac{\Lambda^2 - m_E^2}{\Lambda^2 - q^2}$ N. A. Tornqvist, Z. Phys. C 61, 525 (1994).
 N. A. Tornqvist, Nuovo Cim. A 107, 2471 (1994).²⁰

F. L. Wang, R. Chen, Z. W. Liu, and X. Liu, PRC 101, 025201 (2020).

Models	$\Lambda(\text{MeV})$	$E(\text{MeV})$	$r_{\text{RMS}}(\text{fm})$
OPE(IN)	/	/	/
OPE(Y)	1064	-2.23	3.74
OBE(IN)	1174	-2.25	3.67
OBE(Y)	864	-2.26	3.75

$\Lambda \sim 1.0 \text{ GeV}$

研究 $K^{(*)}\bar{D}_1/K^{(*)}\bar{D}_2^*$ 系统束缚性质的有效拉式量——有效拉氏量近似

- 根据对称性要求，研究 $K^{(*)}\bar{D}_1/K^{(*)}\bar{D}_2^*$ 系统束缚性质的有效拉式量构造为：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{K^{(*)}K^{(*)}\mathcal{E}} = & -2g_\sigma K_a K_a^\dagger \sigma + 2g_\sigma K_{aq} K_a^{*\mu\dagger} \sigma \\ & + \frac{2ig}{f_\pi} v^\alpha \varepsilon_{\alpha\mu\nu\lambda} K_a^{*\mu\dagger} K_b^{*\lambda} \partial^\nu \mathbb{P}_{ab} \\ & + \frac{2g}{f_\pi} (K_a^{*\mu\dagger} K_b + K_a^\dagger K_b^{*\mu}) \partial_\mu \mathbb{P}_{ab} \\ & + \sqrt{2}\beta g_V K_a K_b^\dagger v \cdot \nabla_{ab} - \sqrt{2}\beta g_V K_{aq} K_b^{*\mu\dagger} v \cdot \nabla_{ab} \\ & - 2\sqrt{2}i\lambda g_V K_a^{*\mu\dagger} K_b^{*\nu} (\partial_\mu \nabla_\nu - \partial_\nu \nabla_\mu)_{ab} \\ & - 2\sqrt{2}\lambda g_V v^\lambda \varepsilon_{\lambda\mu\alpha\beta} (K_a^{*\mu\dagger} K_b + K_a^\dagger K_b^{*\mu}) \partial^\alpha \nabla_{ab}^\beta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{TTE} = & -2g_\sigma'' \bar{D}_{1a\mu} \bar{D}_{1a}^{\mu\dagger} \sigma + 2g_\sigma'' \bar{D}_{2a\mu\nu} \bar{D}_{2a}^{*\mu\nu} \sigma \\ & - \frac{5ik}{3f_\pi} \varepsilon^{\mu\nu\rho\tau} v_\nu \bar{D}_{1a\rho}^\dagger \bar{D}_{1b\tau} \partial_\mu \mathbb{P}_{ba} \\ & + \frac{2ik}{f_\pi} \varepsilon^{\mu\nu\rho\tau} v_\nu \bar{D}_{2a\rho}^{*\alpha\dagger} \bar{D}_{2b\alpha\tau}^* \partial_\mu \mathbb{P}_{ba} \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{k}{f_\pi} (\bar{D}_{1a\mu}^\dagger \bar{D}_{2b}^{*\mu\lambda} + \bar{D}_{1b\mu} \bar{D}_{2a}^{*\mu\lambda\dagger}) \partial_\lambda \mathbb{P}_{ba} \\ & + \sqrt{2}\beta'' g_V (v \cdot \nabla_{ba}) \bar{D}_{1b\mu} \bar{D}_{1a}^{\mu\dagger} \\ & + \frac{5\sqrt{2}i\lambda'' g_V}{3} (\bar{D}_{1b}^\nu \bar{D}_{1a}^{\mu\dagger} - \bar{D}_{1a}^{\nu\dagger} \bar{D}_{1b}^\mu) \partial_\mu \nabla_{bav} \\ & - \sqrt{2}\beta'' g_V (v \cdot \nabla_{ba}) \bar{D}_{2b}^{*\lambda\nu} \bar{D}_{2a\lambda\nu}^* \\ & + 2\sqrt{2}i\lambda'' g_V (\bar{D}_{2a}^{*\lambda\nu\dagger} \bar{D}_{2b\lambda}^{*\mu} - \bar{D}_{2b}^{*\lambda\nu} \bar{D}_{2a\lambda}^{*\mu\dagger}) \partial_\mu \nabla_{bav} \\ & + \frac{i\beta'' g_V}{\sqrt{3}} \varepsilon^{\lambda\rho\tau} v_\rho (v \cdot \nabla_{ba}) (\bar{D}_{1a\alpha}^\dagger \bar{D}_{2b\lambda\tau}^* - \bar{D}_{1b\alpha} \bar{D}_{2a\lambda\tau}^{*\dagger}) \\ & + \frac{2\lambda'' g_V}{\sqrt{3}} [3\varepsilon^{\mu\lambda\nu\tau} v_\lambda (\bar{D}_{1a}^{\alpha\dagger} \bar{D}_{2b\alpha\tau}^* + \bar{D}_{1b}^\alpha \bar{D}_{2a\alpha\tau}^{*\dagger}) \partial_\mu \nabla_{bav} \\ & + 2\varepsilon^{\lambda\rho\nu} v_\rho (\bar{D}_{1a\alpha}^\dagger \bar{D}_{2b\lambda}^{*\mu} + \bar{D}_{1b\alpha} \bar{D}_{2a\lambda}^{*\mu\dagger}) \\ & \times (\partial_\mu \nabla_{bav} - \partial_\nu \nabla_{ba\mu}) \end{aligned}$$

$$\mathbb{P} = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\eta \end{pmatrix}$$

$$\mathbb{V} = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & \phi \end{pmatrix}$$

G. J. Ding, PRD 79, 014001 (2009)

- 描述相互作用顶点的耦合常数通过拟合实验数据或采用唯象模型获得。
 - $g = 1.12$ ：拟合 $K^* \rightarrow K\pi$ 宽度的实验数据 J. Z. Wang, Z. Y. Lin, B. Wang, L. Meng, and S. L. Zhu, PRD 110, 114003(2024)
 - $g_s = 0.76$, $\lambda = 0.56 \text{ GeV}^{-1}$ ：夸克模型 D. O. Riska and G. E. Brown, Nucl. Phys. A 679, 577 (2001)
 - $\beta = 0.835$ ：矢量介子的隐局域对称性 R. Molina, T. Branz, and E. Oset, PRD 82, 014010 (2010)
 - 与T双重态粲介子相关的耦合常数：夸克模型 D. O. Riska and G. E. Brown, Nucl. Phys. A 679, 577 (2001)

$K^* \bar{D}_1$ 系统的束缚性质

		Single channel case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	
$0(0^-)$		0.97	-0.41	4.90	
		1.04	-6.51	1.67	
		1.11	-20.35	1.03	
		S - D wave mixing case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	$P(^1S_0/^5D_0)$
		0.95	-0.51	4.69	99.59/0.41
		1.03	-7.63	1.59	99.29/0.71
		1.10	-21.62	1.03	99.28/0.72
		Single channel case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	
$0(1^-)$		1.29	-0.40	4.95	
		1.39	-6.88	1.63	
		1.48	-19.63	1.03	
		S - D wave mixing case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	$P(^3S_1/^3D_1/^5D_1)$
		1.22	-0.33	5.21	99.41/0.59/ $O(0)$
		1.33	-6.81	1.68	98.70/1.30/ $O(0)$
		1.43	-20.39	1.05	98.52/1.48/ $O(0)$

- 在单道分析中，当截断参数取合理值时， $I(J^P) = 0(0^-)$ 和 $0(1^-)$ 的 $K^* \bar{D}_1$ 系统可以形成松散束缚态。
- $I(J^P) = 0(0^-)$ 和 $0(1^-)$ 的 $K^* \bar{D}_1$ 系统是优先的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态候选者。

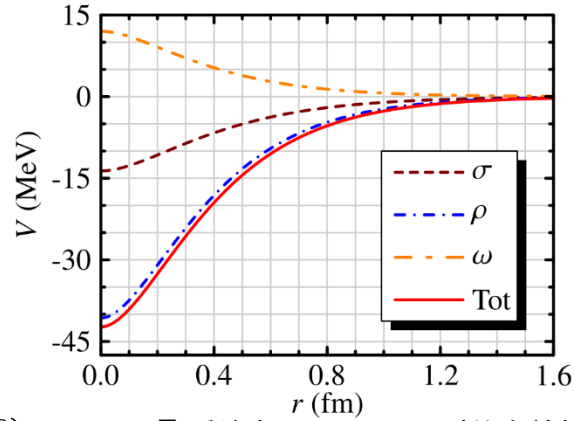
$K^* \bar{D}_2^*$ 系统的束缚性质

		Single channel case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	
0(1 ⁻)		1.02	-0.66	4.34	
		1.09	-7.08	1.61	
		1.16	-20.74	1.02	
		<i>S-D</i> wave mixing case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	$P(^3S_1/^3D_1/^5D_1/^7D_1)$
		0.98	-0.47	4.79	99.41/0.06/0.41/0.12
		1.06	-6.93	1.66	98.92/0.11/0.76/0.22
		1.14	-21.87	1.02	98.87/0.12/0.80/0.22
		Single channel case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	
0(2 ⁻)		1.56	-0.40	4.98	
		1.70	-6.65	1.65	
		1.84	-20.77	1.00	
		<i>S-D</i> wave mixing case			
		Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	$P(^5S_2/^3D_2/^5D_2/^7D_2)$
		1.40	-0.50	4.79	99.03/0.37/0.44/0.16
		1.54	-6.62	1.72	97.92/0.80/0.94/0.34
		1.68	-20.29	1.06	97.44/0.99/1.16/0.40

● 在单道分析中，当截断参数取合理值时， $I(J^P) = 0(1^-)$ 和 $0(2^-)K^* \bar{D}_2^*$ 系统可以形成松散束缚态。

● $I(J^P) = 0(1^-)$ 和 $0(2^-)K^* \bar{D}_2^*$ 系统是优先的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态候选者。

$I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统的束缚性质

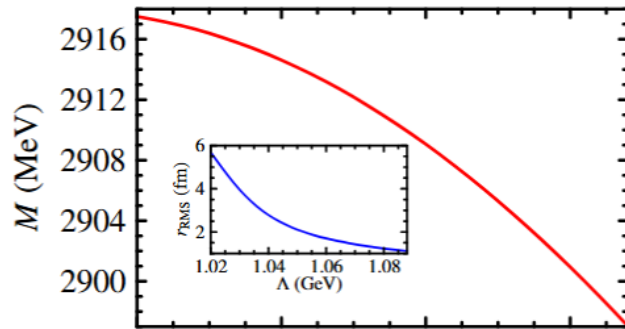


$I(J^P) = 0(1^-)K\bar{D}_1$ 系统在 $\Lambda = 1.0$ GeV 时的有效相互作用

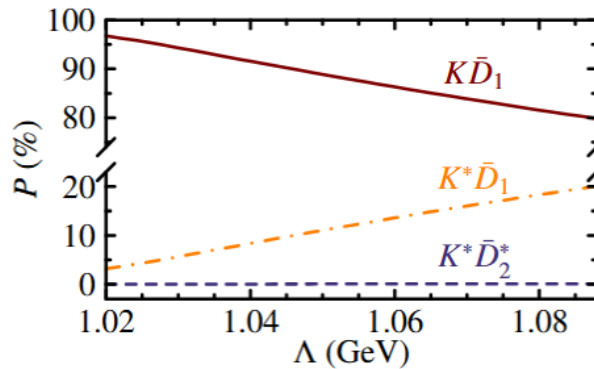
- 在单道分析中， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1$ 系统的相互作用太弱不足以形成松散的束缚态。

X. K. Dong and B. S. Zou, EPJA 57, 139 (2021)

J. He and D. Y. Chen, CPC 45, 063102 (2021)

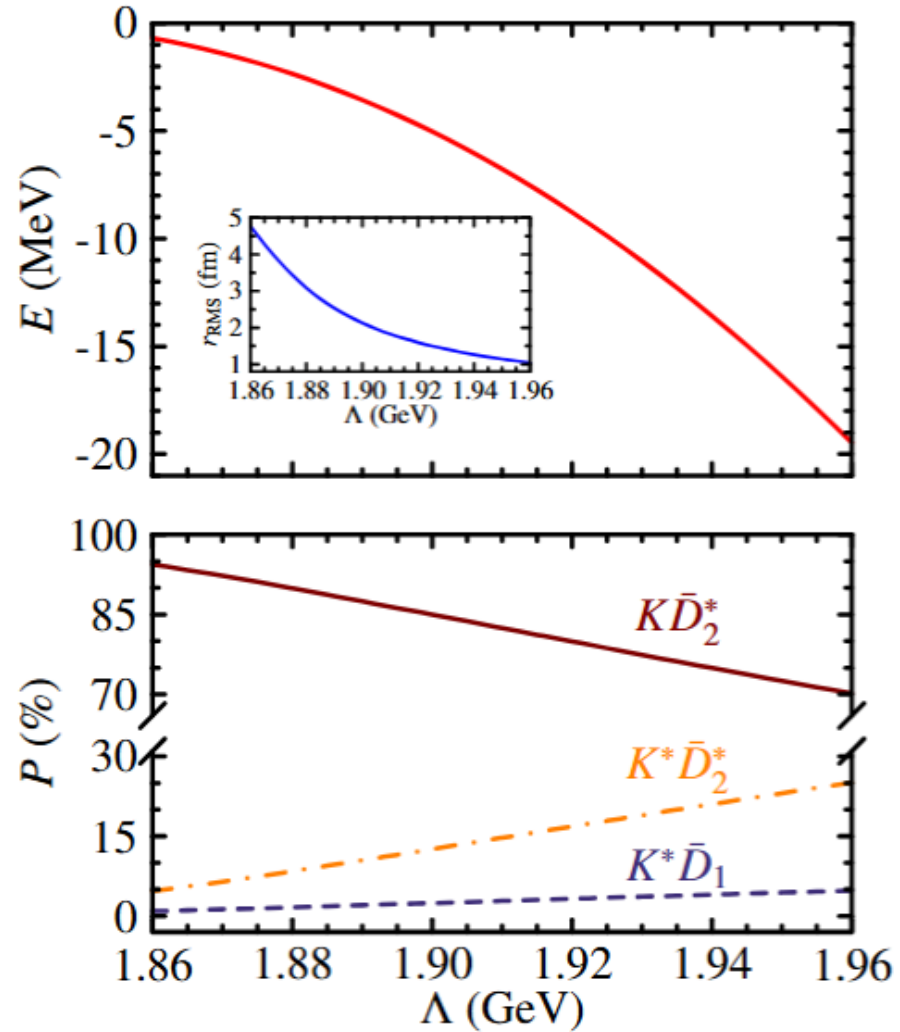


- 当截断参数在 1.02 GeV 附近时， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统可以形成松散的束缚态。值得注意，除 $K\bar{D}_1$ 道外， $K^*\bar{D}_1$ 道也有显著贡献。



- $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统是可能的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态候选者。

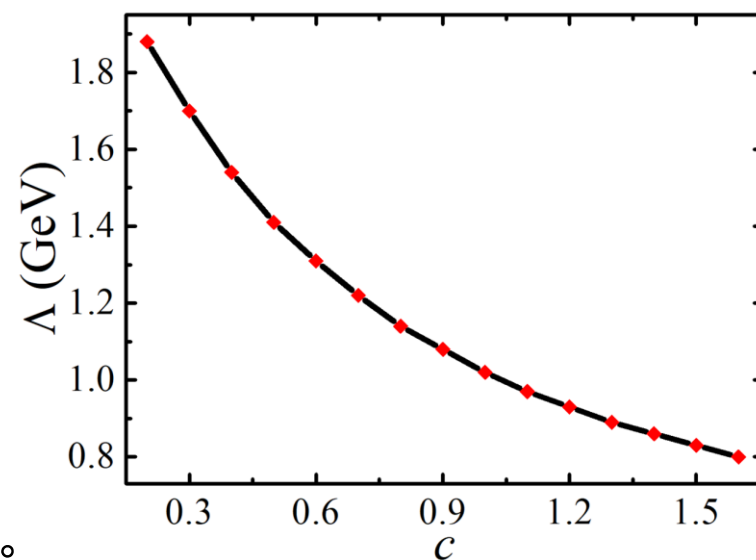
$I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统的束缚性质



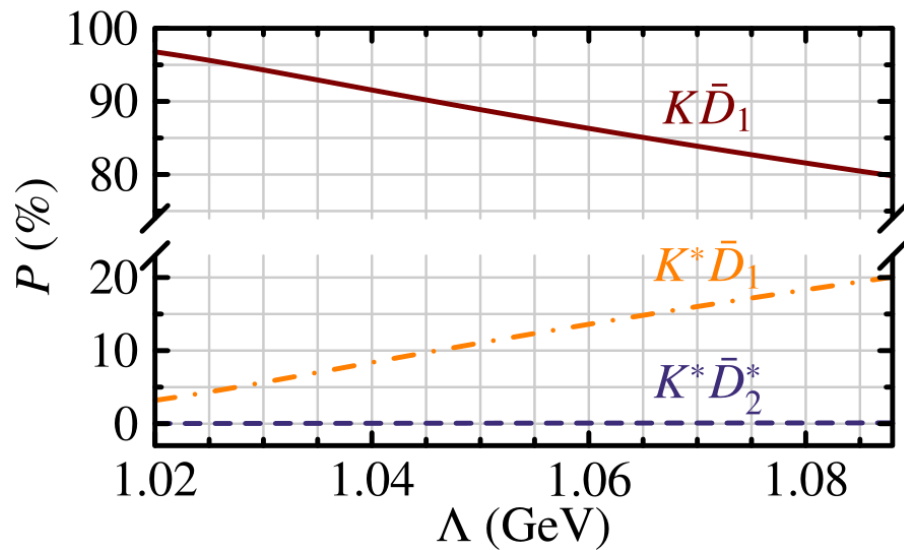
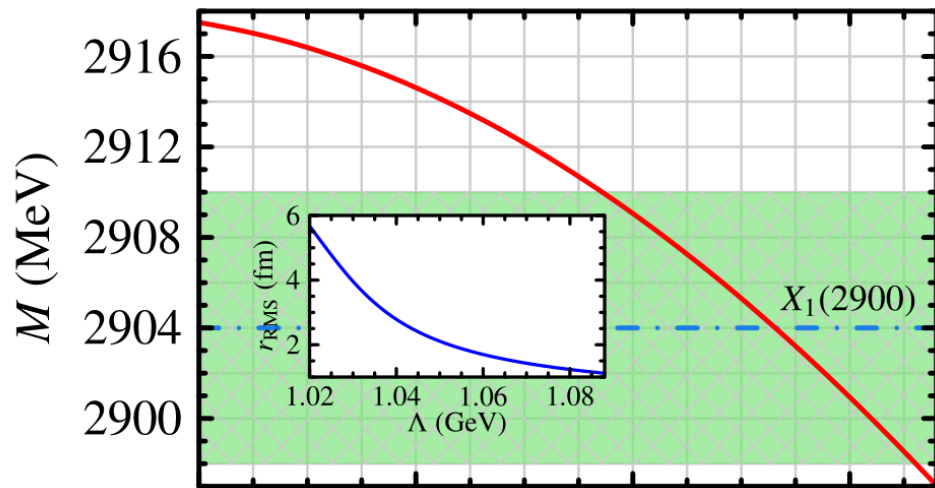
- 类似 $I(J^P) = 0(1^-)K\bar{D}_1$ 系统束缚性质，在单道分析中， $I(J^P) = 0(2^-)K\bar{D}_2^*$ 系统不会形成松散束缚态。
- 当截断参数大于 1.86 GeV 时， $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统存在松散束缚态解。除主导的 $K\bar{D}_2^*$ 分量外， $K^*\bar{D}_2^*$ 道在这个束缚态的形成中也扮演着重要角色。
- $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统是可能的 $T_{\bar{c}s}$ 分子态候选者。

耦合道效应贡献的作用

- 在单道分析中， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1$ 系统和 $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*$ 系统不会形成松散束缚态。
- 考虑耦合道效应时， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1$ 系统和 $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*$ 系统可以形成松散束缚态。
- 在 $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统和 $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统束缚性质的研究中，耦合道效应发挥了重要作用。
- 分析 $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统的相互作用势，发现 $K\bar{D}_1 \rightarrow K^*\bar{D}_1$ 耦合存在 π 交换相互作用势，在该束缚态的形成中发挥了重要的作用。
- 当 $K\bar{D}_1 \rightarrow K^*\bar{D}_1$ 耦合强度降低 80% 时， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统的束缚态解消失。随着 $K\bar{D}_1 \rightarrow K^*\bar{D}_1$ 耦合强度的增加，形成松散束缚态的截断参数越小。



在 $I(J^P) = 0(1^-)K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 分子态的图像下重现 $X_1(2900)$ 的束缚性质



- 根据单道分析，我们的结果不支持将 $X_1(2900)$ 解释为 $I(J^P) = 0(1^-)K\bar{D}_1$ 分子态。

X. K. Dong and B. S. Zou, EPJA 57, 139 (2021)

J. He and D. Y. Chen, CPC 45, 063102 (2021)

- 考虑耦合道效应后，在 $\Lambda \approx 1.07$ GeV 时， $I(J^P) = 0(1^-)K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统：

- ✓ 质量为 2904 MeV；

- ✓ 方均根半径为 1.38 fm；

- ✓ 对耦合道分量的分析：

$K\bar{D}_1$ 道约占 83.41%， $K^*\bar{D}_1$ 道贡献 16.50%， $K^*\bar{D}_2^*$ 道的存在微乎其微，约为 0.09%。

- 我们建议 $X_1(2900)$ 可以在强子分子态图像下解释，但不是纯的 $K\bar{D}_1$ 态， $K^*\bar{D}_1$ 道对其组成有显著贡献。

- ✓ 为 $X_1(2900)$ 提供了可能的解释

- ✓ 为讨论 $X_1(2900)$ 强子分子态的解释提供了可行思路

特征能谱的研究对于强子分子态的寻找与鉴别具有重要的作用

PHYSICAL REVIEW LETTERS **122**, 222001 (2019)

Editors' Suggestion

Featured in Physics

Observation of a Narrow Pentaquark State, $P_c(4312)^+$,
and of the Two-Peak Structure of the $P_c(4450)^+$

第一轮+第二轮

$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$

R. Aaij *et al.**
(LHCb Collaboration)

(Received 6 April 2019; published 5 June 2019)

$$P_c^+(4312) : M = 4311.9 \pm 0.7_{-0.6}^{+6.8} \text{ MeV},$$

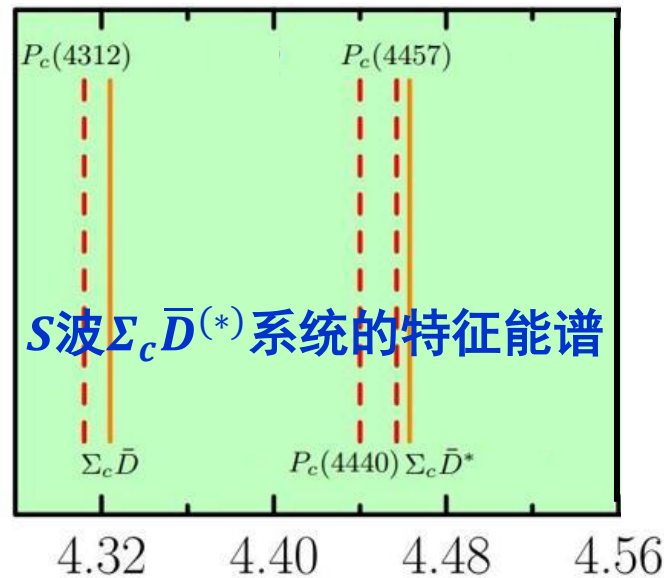
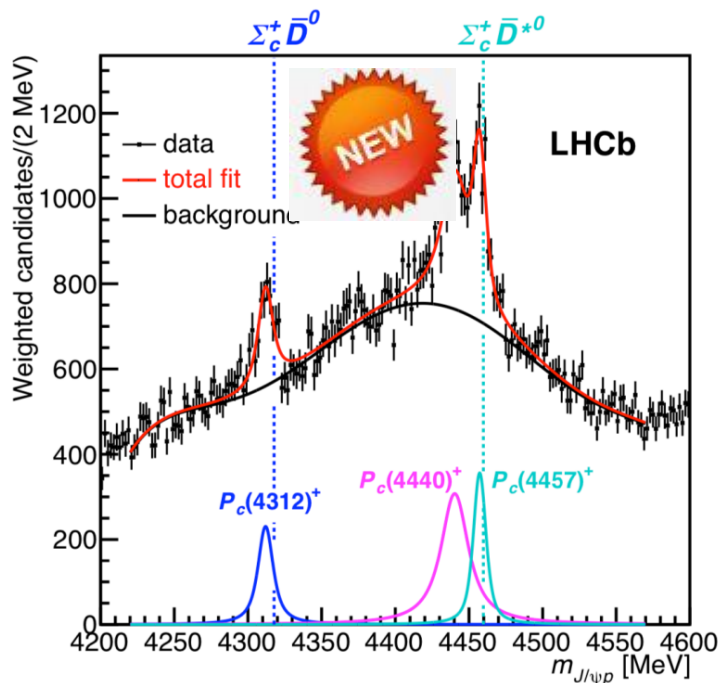
$$\Gamma = 9.8 \pm 2.7_{-4.5}^{+3.7} \text{ MeV},$$

$$P_c^+(4440) : M = 4440.3 \pm 1.3_{-4.7}^{+4.1} \text{ MeV},$$

$$\Gamma = 20.6 \pm 4.9_{-10.1}^{+8.7} \text{ MeV},$$

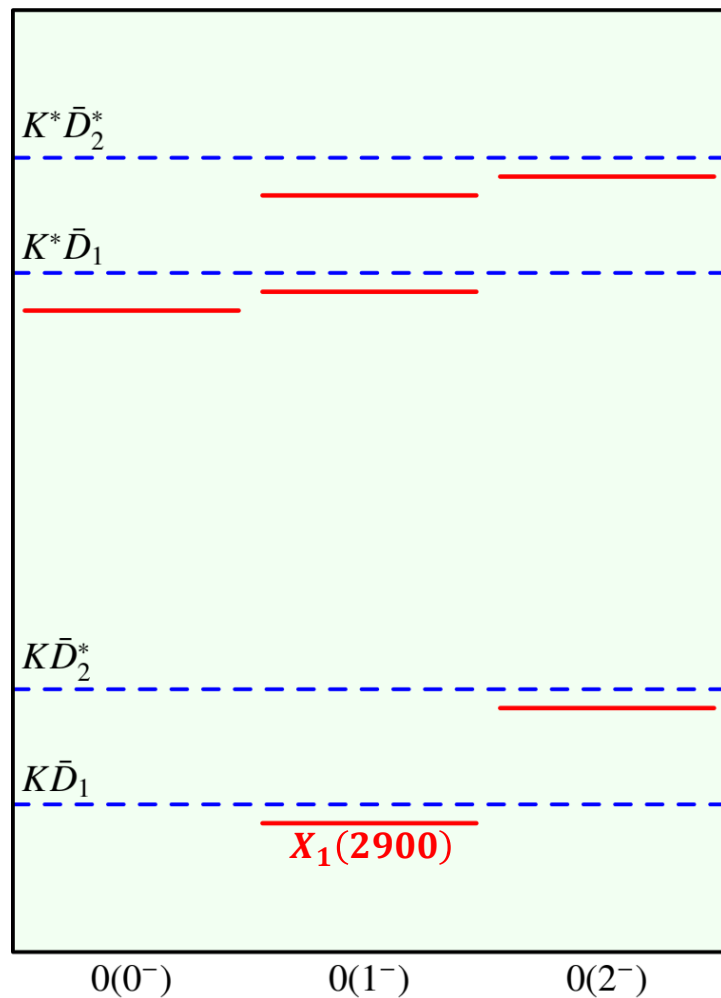
$$P_c^+(4457) : M = 4457.3 \pm 0.6_{-1.7}^{+4.1} \text{ MeV},$$

$$\Gamma = 6.4 \pm 2.0_{-1.9}^{+5.7} \text{ MeV}.$$



特征能谱的研究对于强子分子态的寻找与鉴别具有重要的作用

S波K介子与T双重态反粲介子形成的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态的特征能谱



- 对于由 S波K介子与T双重态反粲介子形成的粲-奇异分子态类型四夸克态存在**特征能谱**，这可以作为区分不同构型粲-奇异四夸克态的有价值判据。
- 建议未来实验上关注这样的特征能谱：
 - ✓ 对于理解 $X_1(2900)$ 的内部结构重要；
 - ✓ 丰富由 S波K介子与T双重态反粲介子形成的**粲-奇异分子态类型四夸克态家族**。

S波K介子与T双重态粲介子形成的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态



$T_{c\bar{s}}$ 分子态

F. K. Guo, C. Hanhart, U. G. Meißner, Q. Wang, Q. Zhao, and B. S. Zou, Rev. Mod. Phys. 90, 015004(2018)

- **G宇称规则**在 $K^{(*)}\bar{D}_1/K^{(*)}\bar{D}_2^*$ 系统和 $K^{(*)}D_1/K^{(*)}D_2^*$ 系统的相互作用间建立了确定的对应关系。具体来说：
 - E. Klempt, F. Bradamante, A. Martin, and J. M. Richard, Phys. Rept. 368, 119-316 (2002)

- ✓ σ, η 和 ρ 交换的贡献在两类系统中保持**相同**。
- ✓ π 和 ω 交换的贡献在两类系统中符号**相反**。



3

***S*波*K*介子与*T*双重态粲介子 形成的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态**

KD_1 和 KD_2^* 系统：手征和重夸克对称性

PHYSICAL REVIEW D **84**, 014013 (2011)

More kaonic bound states and a comprehensive interpretation of the D_{sJ} states

Feng-Kun Guo^{1,*} and Ulf-G. Meißner^{1,2,†}

¹*Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik and Bethe Center for Theoretical Physics, Universität Bonn, D-53115 Bonn, Germany*

²*Institut für Kernphysik, Jülich Center for Hadron Physics and Institute for Advanced Simulation, Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, Germany*

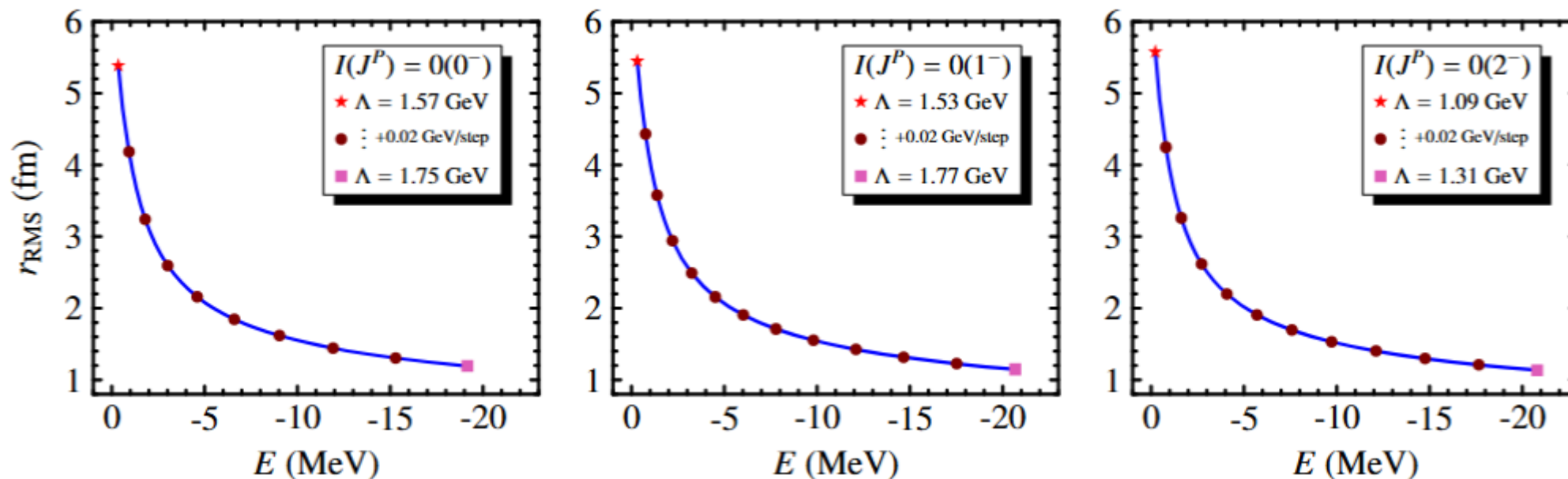
(Received 21 February 2011; published 8 July 2011)

The leading order interaction between a Goldstone boson and a matter field is universally dominated by the Weinberg-Tomozawa term. Based on this observation, we predict a rich spectrum of bound states of a kaon and a heavy meson. We argue that, if the lifetime of an excited heavy meson is significantly longer than the range of forces, then the finite width of that state can be neglected in a first approximation. Then, the $D_{s0}^*(2317)$, $D_{s1}(2460)$, $D_{sJ}(2860)$ and $D_{sJ}(3040)$ are generated as DK , D^*K , $D_1(2420)K$ and $D^*(2600)K$ bound states, respectively. In addition to the remarkable agreement with the measured masses, the decay patterns of the $D_{sJ}(2860)$ and $D_{sJ}(3040)$ can also be understood. Two more D_{sJ} states, and kaonic bound states with the bottom mesons as well as the doubly charmed baryon are also predicted.

TABLE I. Predicted masses of charmed-meson kaon bound states. The experimental values are listed in the fourth row for a comparison. The expected dominant decay modes are also given.

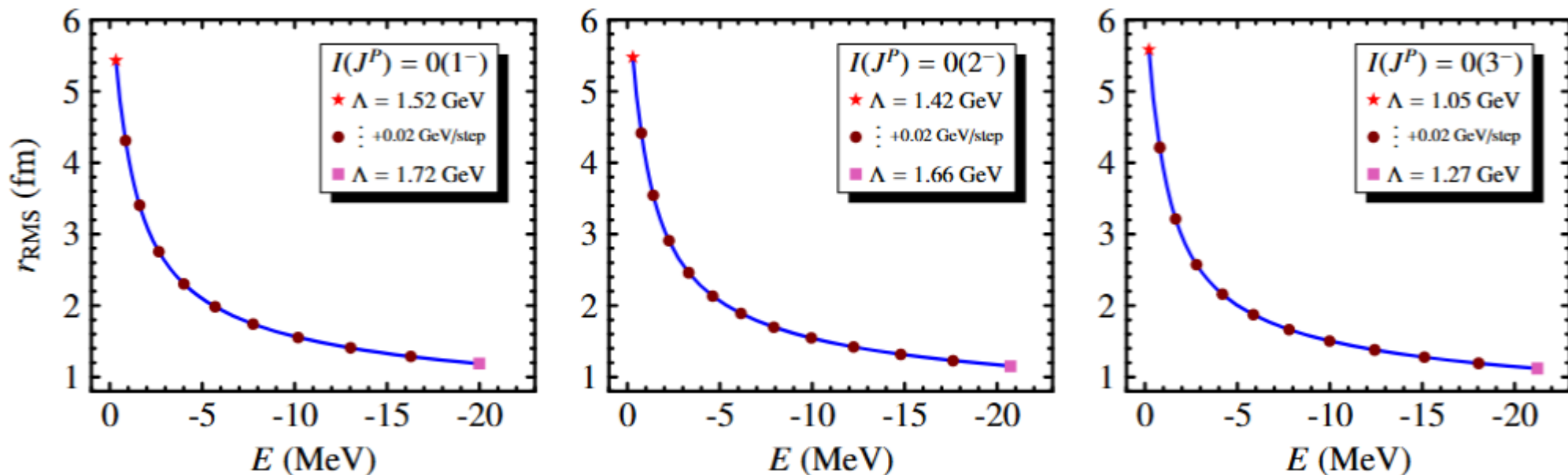
Main constituents	DK	D^*K	$D_1(2420)K$	$D_2(2460)K$	$D(2550)K$	$D^*(2600)K$
J^P	0^+	1^+	1^-	2^-	0^+	1^+
Predicted masses	2317.8 (input)	2458 ± 3	2870 ± 9	2910 ± 9	2984 ± 10	3052 ± 11
Experimental data	2317.8 ± 0.6	2459.5 ± 0.6	$2862 \pm 2_{-2}^{+5}$			$3044 \pm 8_{-5}^{+30}$
Dominant decays	$D_s \pi$	$D_s^* \pi$	$D^{(*)}K, D_s^{(*)}\eta$	$D^*K, D_s^*\eta$	$DK, D_s \eta$	$D^*K, D_s^*\eta, D_s \omega, DK^*, D\phi$

K^*D_1 系统的束缚性质



- $I(J^P) = 0(0^-, 1^-, 2^-)$ 的 K^*D_1 系统在截断参数分别为 1.57、1.53 和 1.09 GeV 时出现松散束缚态解。
- $I(J^P) = 0(0^-, 1^-, 2^-)$ 的 K^*D_1 系统是优先的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态候选者。

$K^* D_2^*$ 系统的束缚性质



- 当截断参数分别 $\Lambda = 1.52$ 、 1.42 和 1.05 GeV, $I(J^P) = 0(1^-, 2^-, 3^-)$ 的 $K^* D_2^*$ 系统支持松散束缚态解存在。
- $I(J^P) = 0(1^-, 2^-, 3^-)$ 的 $K^* D_2^*$ 系统是优先的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态候选者。

$I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统的束缚性质

TABLE III: The obtained loosely bound state solutions for the coupled $KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*$ system with $I(J^P) = 0(1^-)$. The P are probabilities of various components (in units of %).

Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	$P(KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*)$
1.01	-0.83	4.64	96.60/3.32/0.08
1.04	-9.52	1.66	89.37/10.39/0.24
1.06	-20.34	1.16	84.94/14.73/0.33

- 在单道分析中，当截断参数在 0.8-2.0 GeV 变化时， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 KD_1 系统不存在松散束缚态解。
- 对 $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统，在截断值为 1.01 GeV 时出现松散束缚态解。将截断参数增加到 1.06 GeV， $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统的束缚能达到20.34 MeV，方均根半径为 1.16 fm。此时，尽管 KD_1 道占主导地位，但 K^*D_1 道也有显著贡献，占系统组成的14%以上。
- $I(J^P) = 0(1^-)$ 的 $KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统是可能的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态候选者。

$I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $KD_2^*/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统的束缚性质

- 在单道分析中，截断参数 Λ 在 0.8 到 2.0 GeV时， $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 KD_2^* 系统无法形成松散束缚态。

TABLE IV: The obtained loosely bound state solutions for the coupled $KD_2^*/K^*D_1/K^*D_2^*$ system with $I(J^P) = 0(2^-)$. The P are probabilities of various components (in units of %).

Λ (GeV)	E (MeV)	r_{RMS} (fm)	$P(KD_2^*/K^*D_1/K^*D_2^*)$
1.41	-1.03	4.37	97.51/0.02/2.47
1.45	-8.77	1.72	92.24/0.03/7.73
1.48	-20.10	1.15	87.78/0.03/12.19

- 当考虑耦合道效应时，在截断参数 $\Lambda = 1.41$ GeV 时， $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $KD_2^*/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统出现了松散束缚态解。系统的结合能小于20 MeV时， KD_1 道主导这个束缚态，贡献超过87%，其次是 $K^*D_2^*$ 道作为第二重要的组成部分。
- $I(J^P) = 0(2^-)$ 的 $KD_2^*/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统是可能的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态候选者。

4

总结与展望

理论与实验紧密结合推动对粲-奇异分子态类型四夸克态的研究

- 鉴于目前对 $X_1(2900)$ 等粲-奇异分子态类型四夸克态候选者的研究现状，我们系统地研究了由**S波K介子与T双重态(反)粲介子形成的粲-奇异分子态类型四夸克态候选者。**
- **S波K介子与T双重态反粲介子形成的 $T_{\bar{c}\bar{s}}$ 分子态——奇特的味道量子数($\bar{c}\bar{s}du$):**
 - ✓ 优先的候选者—— $0(0^-, 1^-)$ 的 $K^*\bar{D}_1$ 系统和 $0(1^-, 2^-)K^*\bar{D}_2^*$ 系统
 - ✓ 可能的候选者—— $0(1^-)$ 的 $K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统和 $0(2^-)$ 的 $K\bar{D}_2^*/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 耦合系统
- 当考虑耦合道效应后， $X_1(2900)$ 可以在 $I(J^P) = 0(1^-)K\bar{D}_1/K^*\bar{D}_1/K^*\bar{D}_2^*$ 分子态的图像下重现。
- **S波K介子与T双重态粲介子形成的 $T_{c\bar{s}}$ 分子态:**
 - ✓ 优先的候选者—— $0(0^-, 1^-, 2^-)$ 的 K^*D_1 系统和 $0(1^-, 2^-, 3^-)$ 的 $K^*D_2^*$ 系统
 - ✓ 可能的候选者—— $0(1^-)$ 的 $KD_1/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统和 $0(2^-)$ 的 $KD_2^*/K^*D_1/K^*D_2^*$ 耦合系统
- 为寻找由**S波K介子与T双重态(反)粲介子形成的粲-奇异分子态类型四夸克态提供指导，建议 LHCb、Belle II 和其它实验在质子-质子碰撞过程和B介子弱衰变过程寻找，这能够为几个新强子态的分子态解释提供检验，并丰富粲-奇异分子态类型四夸克态家族。**



谢谢大家！
敬请批评指正！

白
強
不
息
獨
樹
一
幟