

PQCD方法下 $B_s \rightarrow PS$ 衰变的研究

汇报人：卢俊良

目录

CONTENTS

01 研究的背景和意义

02 研究的方法和思路

03 结果分析与讨论

04 总结与展望

01.研究的背景和意义

1.1 标量介子研究现状

1.11 实验方面

1.12 理论方面

2.1 B_s 介子的实验现状

1.2 标量粒子的研究现状

实验方面

首个B介子衰变到标量介子的过程于2002年被Belle通过三体衰变 $K^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ 即 $B \rightarrow f_0(980)K$ 过程观察到，随后被BaBar证实。自此，B介子衰变到标量介子的过程就引起了实验学家和理论学家的热烈讨论。

Belle Collaboration, K. Abe et al., *Study of three-body charmless B decays*, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 092005, [[hep-ex/0201007](#)].

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Measurements of the branching fractions of charged B decays to $K^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ final states*, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 092001, [[hep-ex/0308065](#)].

BaBar关于B介子衰变为标量介子相关研究

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Measurements of neutral B decay branching fractions to $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ final states and the charge asymmetry of $B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$* , *Phys. Rev.* **D73** (2006) 031101, [[hep-ex/0508013](#)].

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Measurements of the branching fraction and CP-violation asymmetries in $B^0 \rightarrow f_0(980)K_S^0$* , *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 041802, [[hep-ex/0406040](#)].

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Observation of B^0 meson decays to $a_1^+(1260)\pi^-$* , in *Proceedings, 32nd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2004): Beijing, China, August 16-22, 2004. Vol. 1+2, 2004.* [hep-ex/0408021](#).

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *$B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ Dalitz plot analysis*, in *Proceedings, 32nd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2004): Beijing, China, August 16-22, 2004. Vol. 1+2, 2004.* [hep-ex/0408073](#).

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *An amplitude analysis of the decay $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$* , *Phys. Rev.* **D72** (2005) 052002, [[hep-ex/0507025](#)].

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Dalitz-plot analysis of the decays $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\mp \pi^\pm$* , *Phys. Rev.* **D72** (2005) 072003, [[hep-ex/0507004](#)]. [Erratum: *Phys. Rev.*D74,099903(2006)].

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Amplitude analysis of $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ and $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\mp \pi^\pm$* , in *Proceedings, 32nd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2004): Beijing, China, August 16-22, 2004. Vol. 1+2*, 2004. [hep-ex/0408032](#).

BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Search for B-meson decays to two-body final states with $a_0(980)$ mesons*, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 111102, [[hep-ex/0407013](#)].

LHCb关于B介子衰变为标量介子的研究

LHCb Collaboration, R. Aaij et al., *Measurement of the B_s effective lifetime in the $J/\psi f_0(980)$ final state*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 152002, [[arXiv:1207.0878](#)].

最后，LHCb合作组测量到 $B_s^0 \rightarrow K_0^*(1430)^+ K^- + c.c.$ 和 $B_s^0 \rightarrow \bar{K}_0^*(1430)^0 K^0 + c.c.$ 的衰变，这是国际上关于 B_s 介子衰变到一个标量末态的首次观测。

R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Amplitude analysis of the $B_{(s)}^0 \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ decays and measurement of the branching fraction of the $B^0 \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ decay[J]. JHEP **1907** (2019) 032.

Belle关于B介子衰变为标量介子的研究

Belle Collaboration, A. Garmash et al., *Dalitz analysis of the three-body charmless decays $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ and $B^+ \rightarrow K^+ K^+ K^-$* , *Phys. Rev.* **D71** (2005) 092003, [[hep-ex/0412066](#)].

Belle Collaboration, K. Abe, *Search for direct CP violation in three-body charmless $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ decay*, [[hep-ex/0509001](#)].

Belle Collaboration, A. Bondar, *Dalitz analysis of $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ and $B^+ \rightarrow K^+ K^+ K^-$* , in *Proceedings, 32nd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2004): Beijing, China, August 16-22, 2004. Vol. 1+2*, pp. 1125–1128, 2004. [hep-ex/0411004](#).

Belle Collaboration, K. Abe et al., *Study of $B^0 \rightarrow \eta K^+ \pi^-$ and $\eta \pi^+ \pi^-$* , [[hep-ex/0509003](#)].

标量粒子的研究现状

目前在实验上人们已经观察到大量标量粒子的存在，例如同位旋为半整数的 $K_0^*(700)$ 和 $K_0^*(1430)$ ，同位旋为整数的 $a_0(980)$ 和 $a_0(1450)$ 以及同位旋为零的 $f_0(500)$ ， $f_0(980)$ ， $f_0(1370)$ ， $f_0(1500)/f_0(1700)$ 。但是关于这些粒子的分类人们现在还没有达成共识。一种观点认为质量小于或者接近于1GeV的标量粒子，如 $K_0^*(700)$ ， $a_0(980)$ ， $f_0(500)$ 及 $f_0(980)$ 构成SU(3)味道九重态；然而对于质量大于1GeV的标量粒子 $K_0^*(1430)$ ， $a_0(1450)$ ， $f_0(1370)$ 以及 $f_0(1500)/f_0(1700)$ 构成另外一种SU(3)味道九重态。

标量粒子的研究现状

情景一：低于**1GeV**九重态为 $q\bar{q}$ 基态，**1.5GeV**附近为激发态。

情景二：**1.5GeV**附近的九重态为 $q\bar{q}$ 基态，低于**1GeV**的为四夸克束缚态。

F.E. Close and N.A. Törnqvist, J. Phys. G 28, R249 (2002) [hep-ph/0204205].

R.L. Jaffe, Phys. Rev. D 15, 267 (1977); *ibid.* 281 (1977).

M. Alford and R.L. Jaffe, Nucl. Phys. B 578, 367 (2000).

1.2 标量粒子的研究现状

理论方面

H.-Y. Cheng and C.-K. Chua, *On Charmless $B \rightarrow K_h \eta^{(\prime)}$ Decays with $K_h = K, K^*, K_0^*(1430), K_2^*(1430)$* , *Phys. Rev.* **D82** (2010) 034014, [[arXiv:1005.1968](#)].

Y. Li, X.-J. Fan, J. Hua, and E.-L. Wang, *Implications of Family Nonuniversal Z' Model on $B \rightarrow K_0^* \pi$ Decays*, *Phys. Rev.* **D85** (2012) 074010, [[arXiv:1111.7153](#)].

Y. Li, E.-L. Wang, and H.-Y. Zhang, *Branching Fractions and CP Asymmetries of $B \rightarrow K_0^*(1430) \rho(\omega)$ and $B \rightarrow K_0^*(1430) \phi$ Decays in the Family Nonuniversal Z' Model*, *Adv. High Energy Phys.* **2013** (2013) 175287, [[arXiv:1206.4106](#)].

C. s. Kim, Y. Li, and W. Wang, *Study of Decay Modes $B \rightarrow K_0^*(1430) \phi$* , *Phys. Rev.* **D81** (2010) 074014, [[arXiv:0912.1718](#)].

X. Liu, Z.-Q. Zhang, and Z.-J. Xiao, *$B \rightarrow K_0^*(1430) \eta^{(\prime)}$ decays in the pQCD approach*, *Chin. Phys.* **C34** (2010) 157–164, [[arXiv:0904.1955](#)].

W. Wang, Y.-L. Shen, Y. Li, and C.-D. Lu, *Study of scalar mesons $f_0(980)$ and $f_0(1500)$ from $B \rightarrow f_0(980)K$ and $B \rightarrow f_0(1500)K$ Decays*, *Phys. Rev.* **D74** (2006) 114010, [[hep-ph/0609082](#)].

Y.-L. Shen, W. Wang, J. Zhu, and C.-D. Lu, *Study of $K_0^*(1430)$ and $a_0(980)$ from $B \rightarrow K_0^*(1430)\pi$ and $B \rightarrow a_0(980)K$ Decays*, *Eur. Phys. J. C* **50** (2007) 877–887, [[hep-ph/0610380](#)].

Q.-X. Li, L. Yang, Z.-T. Zou, Y. Li, and X. Liu, *Calculation of the $B \rightarrow K_{0,2}^*(1430)f_0(980)/\sigma$ decays in the perturbative QCD approach*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019), no. 11 960, [[arXiv:1910.09209](#)].

X. Liu, Z.-J. Xiao, and Z.-T. Zou, *Branching ratios and CP violations of $B \rightarrow K_0^*(1430)K^*$ decays in the perturbative QCD approach*, *Phys. Rev. D* **88** (2013), no. 9 094003, [[arXiv:1309.7256](#)].

X. Liu, Z.-T. Zou, Y. Li, and Z.-J. Xiao, *Phenomenological studies on the $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi f_0(500)[f_0(980)]$ decays*, *Phys. Rev. D* **100** (2019), no. 1 013006, [[arXiv:1906.02489](#)].

Z.-T. Zou, Y. Li, and X. Liu, *Study of $B_c \rightarrow DS$ decays in the perturbative QCD approach*, *Phys. Rev. D* **97** (2018), no. 5 053005, [[arXiv:1712.02239](#)].

Z.-T. Zou, Y. Li, and X. Liu, *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-favored B decays to a scalar meson and a D meson*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017), no. 12 870, [[arXiv:1704.03967](#)].

Z.-T. Zou, Y. Li, and X. Liu, *Two-body charmed B_s decays involving a light scalar meson*, *Phys. Rev. D* **95** (2017), no. 1 016011, [[arXiv:1609.06444](#)].

Pure annihilation decays of $B_s^0 \rightarrow a_0^+ a_0^-$ and $B_d^0 \rightarrow K_0^{*+} K_0^{*-}$ in the PQCD approach

CHEN Yutong(陈禹同), JIANG Zewen(蒋泽文), and LIU Xin(刘新)*
Department of Physics, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, China

(Dated: April 15, 2021)

We study the CP -averaged branching fractions and the CP -violating asymmetries in the pure annihilation decays of $B_s^0 \rightarrow a_0^+ a_0^-$ and $B_d^0 \rightarrow K_0^{*+} K_0^{*-}$, where a_0 [K_0^*] denotes the scalar $a_0(980)$ and $a_0(1450)$ [$K_0^*(800)$ (or κ) and $K_0^*(1430)$], with the perturbative QCD factorization approach.

Regular Article - Theoretical Physics | Open Access | Published: 21 January 2022

Perturbative QCD predictions for the decay

$$B_s^0 \rightarrow SS(a_0(980), f_0(980), f_0(500))$$

Ze-Rui Liang* and Xian-Qiao Yu†

School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China

(Received 20 March 2019; accepted 13 October 2020; published 4 December 2020)

In this work, we calculate the branching ratios and CP violations of the $B_s^0 \rightarrow a_0(980)a_0(980)$ decay modes with both charged and neutral $a_0(980)$ mesons and $B^0 \rightarrow f_0(980)(f_0(500))f_0(980)(f_0(500))$ for

Quasi-two-body $B_{(s)} \rightarrow V\pi\pi$ Decays with Resonance $f_0(980)$ in PQCD Approach

Lei Yang¹, Zhi-Tian Zou¹, Ying Li^{1,2,*}, Xin Liu³, and Cui-Hua Li⁴

¹ Department of Physics, Yantai University, Yantai 264005, China

² Center for High Energy Physics, Peking University, Beijing 100871, China

³ Department of Physics, Jiangsu Normal University, XuZhou 221116, China

⁴ Yantai Engineering and Technology College, Yantai, 264006, China

(Dated: March 31, 2021)

Motivated by the measurements of branching fractions of the quasi-two-body decays $B^0 \rightarrow K^{*0}(f_0(980)) \rightarrow \pi^+\pi^-$ and $B^0 \rightarrow \rho^0(f_0(980)) \rightarrow \pi^+\pi^-$, we study the charmless $B \rightarrow V(f_0(980)) \rightarrow$

Charmless $B_s \rightarrow VS$ decays in PQCD approach

Zhao-Wu Liu, Zhi-Tian Zou, Ying Li✉, Xin Liu & Jie Wang

The European Physical Journal C **82**, Article number: 59 (2022) | [Cite this article](#)

[Metrics](#)

the asymptotic ϕ^S and ϕ^T , these pure annihilation decay channels. We would further provide useful information on the annihilation decay mechanism.

PQCD analysis of neutral B -meson decays into $\sigma\sigma$, σf_0 and $f_0 f_0$

Hua-Dian Niu and Guo-Dong Li^a

W. Chu College, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, China

Jia-Le Ren[†] and Xin Liu^{✉†}

Department of Physics, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, China

(Dated: October 5, 2021)

The decays of $B_{d,s}^0 \rightarrow \sigma\sigma, \sigma f_0, f_0 f_0$, with σ and f_0 denoting the light scalar mesons $f_0(500)$ and $f_0(980)$

1.21 标量介子的性质

标量粒子的衰变常数定义是

$$\langle S(p) | \bar{q}_2 \gamma_\mu q_1 | 0 \rangle = f_S p_\mu \qquad \langle S | \bar{q}_2 q_1 | 0 \rangle = m_S \bar{f}_S$$

由于流守恒，中性标量粒子 f_0 和 a_0^0 式不可以通过矢量流产生的

$$f_{f_0} = f_{a_0^0} = 0$$

对于其它标量粒子，矢量衰变常数 f_s 与标度依赖的标量衰变常数 \overline{f}_s 的关系是

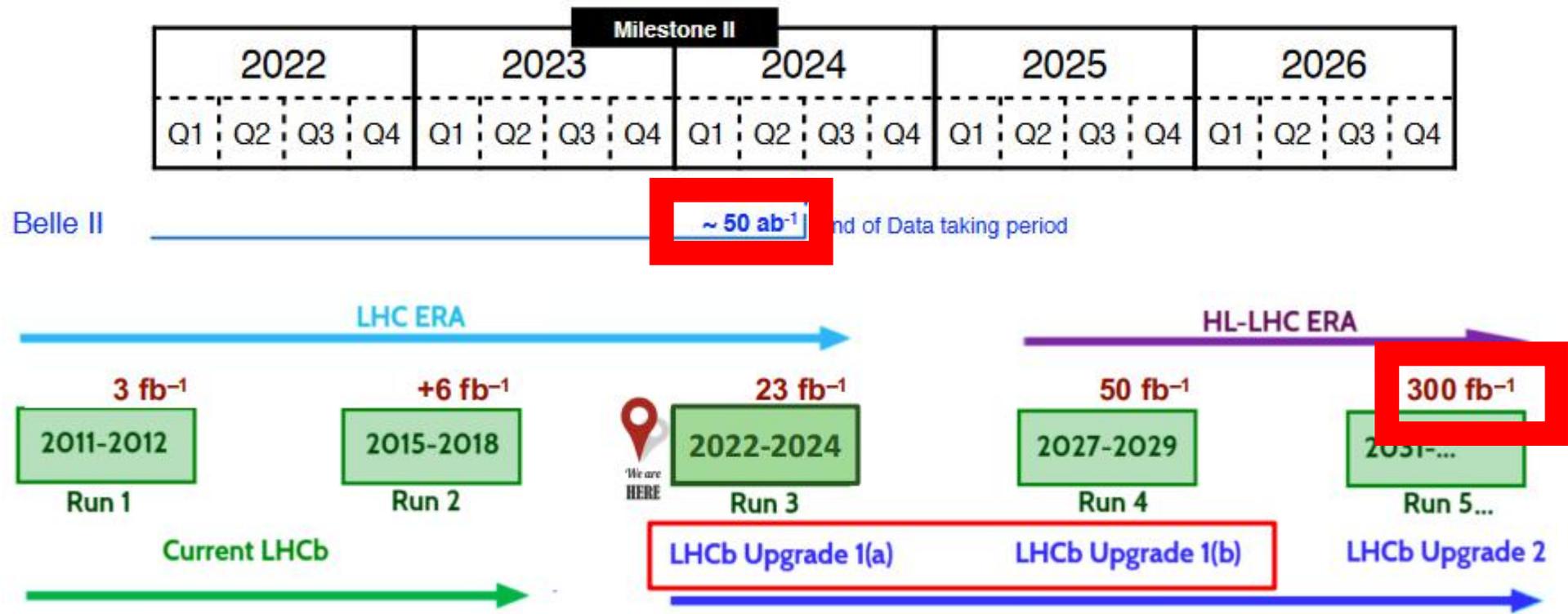
$$\mu_s f_s = \overline{f}_s, \quad \mu_s = \frac{m_s}{m_2(\mu) - m_1(\mu)}$$

这里 m_1 和 m_2 是流夸克的跑动质量。因此，与赝标介子不同的是，标量粒子的矢量衰变常数在 $SU(3)$ 味道对称性极限下是零。例如， $K_0^{*+}(a_0^+)$ 的衰变常数是正比于 $s(d)$ 夸克和 u 夸克的质量差，换言之， $K_0^{*+}(1430)$ 和带电 $a_0(980)$ 的矢量衰变常数是压低的。总之，标量粒子的矢量衰变常数要么为零要么很小

1.1 Bs介子研究背景

实验方面

从2009年开始，随着大型强子对撞机LHC投入运行，除了B(u,d)介子以外，越来越多的Bs/Bc介子产生和衰变事例被LHCb实验组收集，一些小分支比的衰变道也已被观测到。并且2019年Super-KEKB物理运行，Belle-II实验组也开始取数，预计十年的运行期间，Belle-II采集的事例数将达到Belle数据量的50倍（Belle实验收集了约7.6亿个这种事例）。未来随着LHCb和Belle-II的进一步运行，将把B介子的事例数提高约两个数量级，这将促使B物理研究进入一个新的“黄金时代”。



E. Kou *et al.* [Belle-II Collaboration], The Belle II Physics Book[J]. PTEP **2019** (2019) no.12, 123C01.

R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Physics case for an LHCb Upgrade II - Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era[J]. arXiv:1808.08865.

A. Cerri *et al.*, Report from Working Group 4 : Opportunities in Flavour Physics at the HL-LHC and HE-LHC[J]. CERN Yellow Rep. Monogr. **7** (2019) 867.

本次工作的研究：

对 $B_s \rightarrow PS$ 衰变过程的精确计算和唯象分析有助于理论上研究标量介子的性质，帮助解决标量介子的内部结构问题以及确定质量、宽度等参数，从而对标量介子有更深入的了解，并且在寻找 $B_s \rightarrow PS$ 衰变过程中可能存在的反常现象以及新物理的间接信号等方面具有重要的科学意义。

02 研究方法和思路

- 3.1 低能有效哈密顿量
- 3.2 强子矩阵元的计算
- 3.3 PQCD方法
- 3.4 介子波函数

- 低能有效哈密顿量:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ V_{ub}V_{uq}^* \left[C_1(\mu)Q_1^u(\mu) + C_2(\mu)Q_2^u(\mu) \right] - V_{tb}V_{tq}^* \left[\sum_{i=3}^{10} C_i(\mu)Q_i(\mu) \right] \right\} + \text{H.c.},$$

- 标准模型下, B介子两体非轻衰变可以写成如下形式:

$$A(B \rightarrow M_1M_2) = \langle M_1M_2 | H_{eff} | B \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_i C_i(\mu) \langle M_1M_2 | O_i(\mu) | B \rangle$$



**QCD因子化方法
(QCDF)**

**微扰QCD方法
(PQCD)**

PQCD方法:

01 介绍

02 因子化定理

03 K_T 因子化和 K_T 重求和

04 阈值重求和

介子波函数

$$\Phi_B(p_1, x_1) = -\frac{i}{4} f_B (\not{p}_1 + m_B) \gamma_5 \phi_B,$$

$$\Phi_P(p_2, x_2) = -\frac{i}{4} f_P \gamma_5 [\not{p}_2 \phi_p^a + \mu_p \phi_p^p - \mu_p (\not{\kappa}_- \not{\kappa}_+ - 1) \phi_p^t],$$

$$\Phi_S(p_3, x_3) = \frac{i}{4} [\not{p}_3 \phi_s^v + m_s \phi_s^s - m_s (\not{\kappa}_+ \not{\kappa}_- - 1) \phi_s^t],$$

TABLE II: The branching ratios (in the unit of 10^{-6}) for the $B_s \rightarrow P S$ decays, where the theoretical uncertainties come from the ω_{B_s} , scalar decay constant \bar{f}_S , the Gegenbauer moments and the chiral parameter.

<i>Mode</i>	$Br(\begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \mu_P \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \omega_{B_s} \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \bar{f}_S \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} B_1 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} B_3)(\text{S-I})$	$Br(\begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \mu_P \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \omega_{B_s} \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \bar{f}_S \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} B_1 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} B_3)(\text{S-II})$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 \bar{K}_0^{*0} + c.c.$	$37.36^{+4.40+1.50+7.55+1.13+24.33}_{-3.34-1.84-6.86-1.04-6.10}$	$13.37^{+7.83+0.50+0.28+3.49+21.19}_{-12.6-0.54-0.28-2.78-10.23}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \bar{K}_0^{*-} + c.c.$	$35.74^{+2.10+4.50+6.84+1.07+6.21}_{-1.53-3.40-6.16-0.97-5.55}$	$18.62^{+10.83+2.21+0.35+4.05+19.44}_{-8.65-1.44-0.34-3.27-9.95}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^+ a_0^- + c.c.$	$0.82^{+0.02+0.03+0.19+0.13+0.18}_{-0.0004-0.002-0.17-0.12-0.13}$	$0.22^{+0.17+0.08+0.05+0.05+0.23}_{-0.12-0.06-0.05-0.03-0.13}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^0 a_0^0$	$0.81^{+0.02+0.03+0.18+0.13+0.18}_{-0.001-0.004-0.16-0.11-0.13}$	$0.21^{+0.73+0.08+0.05+0.05+0.23}_{-0.12-0.06-0.04-0.04-0.13}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ a_0^-$	$105.77^{+34.31+35.43+0.42+0.55+0.35}_{-31.02-25.35-0.39-0.53-0.13}$	$108.62^{+34.80+38.21+0.73+0.77+0.88}_{-31.60-26.50-0.70-0.75-0.77}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0$	$1.17^{+0.15+0.28+0.22+0.03+0.25}_{-0.11-0.21-0.19-0.01-0.22}$	$0.99^{+0.37+0.09+0.16+0.01+0.31}_{-0.31-0.06-0.14-0.06-0.23}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^- K_0^{*+}$	$2.19^{+0.10+0.71+0.48+0.24+0.20}_{-0.10-0.61-0.43-0.22-0.17}$	$1.51^{+0.03+0.89+0.04+0.65+1.07}_{-0.03-0.52-0.04-0.50-0.52}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^0 K_0^{*0}$	$0.23^{+0.05+0.01+0.05+0.01+0.05}_{-0.04-0.01-0.04-0.01-0.05}$	$0.11^{+0.02+0.001+0.002+0.04+0.15}_{-0.01-0.001-0.002-0.03-0.07}$

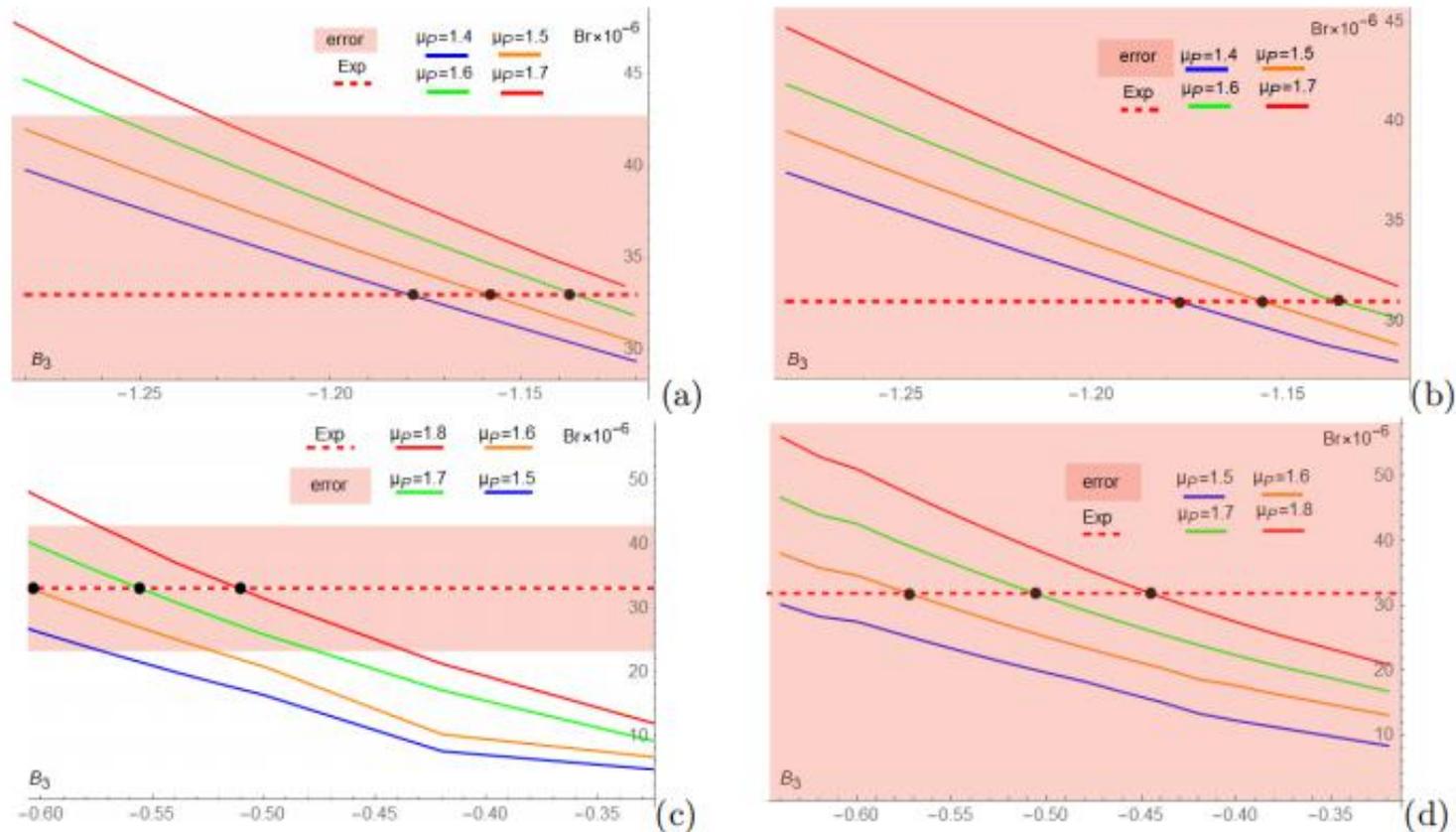


FIG. 1: The branching ratios vs the parameter B_3 . Figure (a) is the result of $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 \bar{K}_0^{*0} + c.c.$ in (S-I). Figure (b) is the result of $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 \bar{K}_0^{*0} + c.c.$ in (S-II). Figure (c) is the result of $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \bar{K}_0^{*-} + c.c.$ in (S-I). Figure (d) is the result of $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \bar{K}_0^{*-} + c.c.$ in (S-II). The red dotted line here represents the experimental results, the pink ribbon represents the experimental error, and the black dot represents the collocation when the experimental and theoretical values are consistent under different μ_P and B_3 combinations.

TABLE III: The branching ratios (in the unit of 10^{-6}) for the $B_s \rightarrow P S$ decays after using the optimized scheme.

<i>Mode</i>	<i>Br</i> (S-I)	<i>Br</i> (S-II)
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^- K_0^{*+}$	$2.25_{-0.06}^{+0.05} (\mu_P)_{-0.04}^{+0.03} (B_3)$	$1.24_{-0.03}^{+0.04} (\mu_P)_{-0.14}^{+0.16} (B_3)$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^0 K_0^{*0}$	$0.19_{-0.01}^{+0.02} (\mu_P)_{-0.01}^{+0.01} (B_3)$	$0.18_{-0.02}^{+0.02} (\mu_P)_{-0.04}^{+0.07} (B_3)$

TABLE IV: The direct CP asymmetry (in the unit of 10^{-2}) for the $B_s \rightarrow PS$ decays, where the theoretical uncertainties come from the ω_{B_s} , scalar decay constant \bar{f}_S , the Gegenbauer moments and the chiral parameter.

<i>Mode</i>	CP(S-I)	CP(S-II)
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 \bar{K}_0^{*0} + c.c.$	0	0
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \bar{K}_0^{*-} + c.c.$	$-0.01^{+2.87+0.69+0.05+2.02+2.55}_{-3.30-0.61-0.06-1.89-1.89}$	$2.70^{+2.96+2.06+0.04+3.21+3.67}_{-1.07-2.70-0.04-2.14-9.26}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^+ a_0^- + c.c.$	$13.03^{+1.13+0.04+0.02+1.06+0.54}_{-1.48-0.80-0.001-0.96-1.01}$	$-9.38^{+1.27+5.24+0.01+4.82+13.20}_{-1.71-9.41-0.01-6.60-1.19}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^0 a_0^0$	$12.37^{+1.02+0.03+0.000+1.05+0.45}_{-1.36-0.77-0.000-0.96-0.89}$	$-11.79^{+2.09+6.08+0.000+5.86+8.22}_{-4.29-11.37-0.000-7.59-0.11}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ a_0^-$	$-6.81^{+0.11+0.73+0.63+1.40+1.60}_{-0.66-0.76-0.65-1.42-1.57}$	$14.02^{+0.57+2.17+1.44+1.18+2.24}_{-0.29-2.04-1.46-1.19-2.26}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0$	$94.12^{+2.32+4.99+2.14+1.40+3.31}_{-3.50-8.80-3.40-3.11-5.84}$	$-56.21^{+13.10+9.20+4.91+5.81+17.42}_{-17.72-9.85-4.71-0.64-19.51}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^- K_0^{*+}$	$-8.44^{+4.35+1.14+0.09+3.23+4.21}_{-0.4-3.4-0.86-0.11-3.48-4.13}$	$-30.29^{+10.16+7.40+0.01+14.20+27.19}_{-9.59-7.97-0.01-19.37-29.23}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^0 K_0^{*0}$	$12.63^{+1.20+0.85+0.74+2.58+0.89}_{-2.26-0.88-0.90-2.75-1.34}$	$-96.21^{+6.08+5.31+0.06+2.26+77.26}_{-3.26-0.01-0.06-2.23-0.41}$

Experimental branching ratio value of $B_s \rightarrow P S$.

<i>Mode</i>	<i>Br(Exp)</i>
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^0 \bar{K}_0^{*0} + C.C.$	$(3.3 \pm 1.0) \times 10^{-5}$
$\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ K_0^{*-} + C.C.$	$(3.1 \pm 2.5) \times 10^{-5}$

1.对于表II，只有前两个过程有实验值，实验值如上，将实验值与理论结果比较，在考虑误差范围的前提下，(S-I)和(S-II)都在实验值范围内。但(S-I)的更符合。

除了上述两个过程，目前尚无其他过程的实验值，因次希望我们的理论研究能为实验提供一些有用的数据。其中分支比最大的过程量级达到了 10^{-4} ，这在未来是非常有希望被探测到的。并且通过实验数据和理论预测结果比较，可以阐明标量介子内部结构。

2.分支比最大的是 $B_s^0 \rightarrow K^- a_0^+$ 过程，因为这是一个色允许过程，以树图的 a_1 贡献为主，且这个过程对 μ_p 和 ω_B 很敏感，因为这个过程的可因子化发射图主要受形状因子 $F^{B \rightarrow P}$ 和波函数影响，而形状因子中twist-3部分的贡献受手征质量 μ_p 的影响，有文献指出，在一定的参数下， μ_p 对形状因子的贡献可以超过50%，且也有文献表明，PQCD方法下得到的形状因子受 ω_B 影响很大，因此 μ_p 和 ω_B 带来了较大的误差。

3.在计算过程中。我们发现分支比对 μ_P 和 B_3 较为敏感，这就意味着 μ_P 和 B_3 参数的选择对分支比结果影响较大。因此我们将在实验能观察到的两个过程的实验值与理论值比较，分别得出了(S-I)和(S-II)下关于 μ_P 和 B_3 组合的优化方案，如图一所示。图中的黑点代表了 μ_P 和 B_3 的最佳组合方案。(a)和(b)图可确定对于 $B_S^0 \rightarrow PK_0^{*0}$ ($P = \pi, K$)(S-I)下 $\mu_P = 1.5 \pm 1.0$ 和 $B_3 = -1.16 \pm 0.02$ 的最佳取值范围。(c)和(d)图可确定对于 $B_S^0 \rightarrow PK_0^{*0}$ ($P = \pi, K$)(S-II)下 $\mu_P = 1.7 \pm \mu_P$ 和 $B_3 = -0.52 \pm 0.08$ 的最佳取值范围。

然后将这两种情境下 μ_P 和 B_3 的优化方案应用于 $B_S^0 \rightarrow \pi K_0^{*0}$ 的理论计算，可以得到优化后的理论值，如表III所示，可以看出，误差极大程度减小了，特别是(S-II)。

4.对于 $B_S^0 \rightarrow \pi^- K_0^{*+}$ ， $B_S^0 \rightarrow \pi^0 K_0^{*0}$ ，由于 $B_S^0 \rightarrow \pi^- K_0^{*+}$ 是 a_1 主导的， $B_S^0 \rightarrow \pi^0 K_0^{*0}$ 是 $\frac{C_2}{N}$ 主导的且受 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 因子的影响。所以存在 $B_r(B_S^0 \rightarrow \pi^- K_0^{*+}) > B_r(B_S^0 \rightarrow \pi^0 K_0^{*0})$ 关系。

5.对于纯湮灭过程, $B_s^0 \rightarrow \pi^+ a_0^- + c.c.$ 和 $B_s^0 \rightarrow \pi^0 a_0^0$ 的分支比都较小, 都是 10^{-7} 量级, 这是因为他们只有湮灭图的贡献且这些过程存在相消的情况。在两种情景下均存在 $B_r(B_s^0 \rightarrow \pi^+ a_0^- + c.c.) \approx (B_s^0 \rightarrow \pi^0 a_0^0)$ 关系。

6.对于 $B_s^0 \rightarrow K^- a_0^+$ 和 $B_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0$ 过程而言, 虽然二者具有相同的 CKM 因子, 但是由于 $B_s^0 \rightarrow K^- a_0^+$ 是 a_1 主导的, $B_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0$ 是 $\frac{C_1}{N}$ 主导的, 且 a_0^0 是中性标量介子, $B_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0$ 发射图算符的贡献被矢量衰减常数所抑制, 使得树图和企鹅图的贡献相当。所以存在 $B_r(B_s^0 \rightarrow K^- a_0^+) > B_r(B_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0)$ 关系。并且 $B_s^0 \rightarrow K^0 a_0^0$ 过程存在较大的 CP 破坏。

请各位老师和同学批评指错，提建议！

QCD重味介子和重夸克有效理论的光锥分布振幅因子化结合

Factorization Theorem Connecting the Light-Cone Distribution Amplitudes of Heavy-Flavor Mesons in QCD and Heavy-Quark Effective Theory

Saadi Ishaq,^{2,3,5,*} Yu Jia,^{2,3,†} Xiaonu Xiong,^{1,4,‡} and De-Shan Yang^{3,2,§}

¹*School of Physics and Electronics, Central South University, Changsha 418003, China*

²*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

³*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

⁴*Institute for Advanced Simulation, Institut für Kernphysik and Jülich Center for Hadron Physics, Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, Germany*

⁵*Department of Physics, School of Natural Sciences (SNS), National University of Sciences and Technology (NUST), Sector H-12, Islamabad 44000, Pakistan*



(Received 26 June 2020; accepted 24 July 2020; published 21 September 2020)

DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.132001>

研究动机

The light-cone distribution amplitude (LCDA) of a heavy-light meson defined in heavy quark effective theory (HQET) is a fundamental nonperturbative input to account for innumerable B meson exclusive decay and production processes. On the other hand, the conventional heavy-flavored meson LCDA defined in QCD also ubiquitously enters the factorization formula for hard exclusive B production processes. Inspired by the observation that these two LCDAs exhibit the identical infrared behaviors, yet differ in the ultraviolet scale of order m_b or greater, we propose a novel factorization theorem for the heavy-light mesons, that the LCDA defined in QCD can be further expressed as a convolution between the LCDA in HQET and a perturbatively calculable coefficient function thanks to asymptotic freedom. This refactorization program can be invoked to fully disentangle the effects from three disparate scales Q , m_b , and Λ_{QCD} for a hard exclusive B production process, particularly to facilitate the resummation of logarithms of type $\ln Q/m_b$ and $\ln m_b/\Lambda_{\text{QCD}}$ in a systematic fashion.

- 1.两种方法下的LCDAs呈现出相同的红外行为，但在 m_b 或更大的紫外标度上有所不同。
- 2.作者提出了一种新的因子化方案，将QCD中定义的LCDA进一步表示为HQET中LCDA与微扰可计算的函数之间的卷积，并且可以分离B产生过程中三个不同标度 Q ， m_b ， Λ_{QCD} 的影响
- 3.并且还可以另外对 $\ln Q/m_b$ 和 $\ln m_b/\Lambda_{\text{QCD}}$ 型对数重求和。

共线 (collinear) 因子化要求涉及单个强子的反应振幅可以表示为一下卷积积分的形式:

$$\mathcal{M} = \int_0^1 dx T(x; \mu_Q) \Phi^{\text{QCD}}(x; \mu_Q) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right), \quad (1)$$

$$\mu_Q \frac{d}{d\mu_Q} \Phi^{\text{QCD}}(x; \mu_Q) = \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \int_0^1 dy V_0(x, y) \Phi^{\text{QCD}}(y; \mu_Q), \quad (2)$$

$$V_0(x, y) = \left[\frac{x}{y} \left(1 + \frac{1}{y-x} \right) \theta(y-x) + \left(\begin{matrix} x \rightarrow \bar{x} \\ y \rightarrow \bar{y} \end{matrix} \right) \right]_+, \quad (3)$$

适用于任何种类的强子, 无论轻重, 只要满足 $Q \gg M \geq \Lambda_{QCD}$ 关系, M 为强子质量。

Q 表示硬标度, x 表示强子内部夸克动量分数

可对 $\alpha_s \ln(Q/\Lambda_{QCD})$ 求和

当涉及重味介子 (例如 B 介子) 时, HQET 因子化方法要求 B 的振幅也可以写成以下卷积形式:

$$\mathcal{M} = \int_0^\infty d\omega T(\omega, Q, m_b; \mu_H) \Phi_+^{\text{HQET}}(\omega; \mu_H) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_b}\right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mu_H \frac{d}{d\mu_H} \phi_+^{\text{HQET}}(\omega; \mu_H) \\ = -\frac{\alpha_s C_F}{4\pi} \int_0^\infty d\omega' \gamma_+(\omega, \omega'; \mu_H) \phi_+^{\text{HQET}}(\omega'; \mu_H), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \gamma_+(\omega, \omega'; \mu_H) = & \left(\Gamma_{\text{cusp}}^{(1)} \ln \frac{\mu_H}{\omega} - 2 \right) \delta(\omega - \omega') \\ & - \Gamma_{\text{cusp}}^{(1)} \omega \left[\frac{\theta(\omega' - \omega)}{\omega'(\omega' - \omega)} + \frac{\theta(\omega - \omega')}{\omega(\omega - \omega')} \right]_+, \end{aligned} \quad (6)$$

满足 $m_b \gg \Lambda_{QCD}$ 关系, 且 $m_b \rightarrow \infty$, 这里不区分硬散射核中标度 Q 和 m_b 。

ω 表示轻旁观者夸克的光锥动量

可对 $\alpha_s \ln(m_b/\Lambda_{QCD})$ 求和

共线因子化方法的优点：将 m_b 作为红外标度，可以计算大对数项 $\ln Q/m_b$ 。（本身能对 $\alpha_s \ln(Q/\Lambda_{QCD})$ 求和）

共线因子化方法的缺点：一个明显缺点是没有充分利用重味介子的特征（也就是没有利用其 m_b ），从理论角度而言，QCD-LCDA不可能完全是非微扰的，因为它包含了标度 m_b 。如果这种微扰效应可以明确地从B介子QCD-LCDA中分离出来，这是绝对可取的。

HQET优点:通过将 m_b 视为紫外标度，B介子的重夸克性质得到了充分利用。

HQET缺点:硬散射核涉及两个不同的能标Q和 m_b 。

针对上述问题作者提出了可以将两种因子化方法有效的结合起来，对硬的遍举B产生过程做出优化预测。

结合的关键点在于建立一个连接QCD和HQET两种方法下的LCDAs的因子化方式，且在新的因子化方式下可以将三种标度（ Q ， m_b ， Λ_{QCD} ）的影响完全分开。

对两种方法下的LCDAs重新定义如下：设**B**的速度为 v^μ ， v^μ 是一个四矢量。 $p^\mu = m_B v^\mu, v^2 = 1$ 引入满足 $n^2 = 1$ 的矢量 n^μ ， $z^\mu = z^- n^\mu$

$$\begin{aligned} \Phi^{\text{QCD}}(x, \mu_Q) &\equiv f_B \phi^{\text{QCD}}(x, \mu_Q) & \Phi_+^{\text{HQET}}(\omega, \mu_H) &\equiv \hat{f}_B \phi_+^{\text{HQET}}(\omega, \mu_H) \\ &= -i \int \frac{dz^-}{2\pi} e^{ixP^+ z^-} \langle 0 | \bar{q}(z) [z, 0] \not{v} \gamma_5 b(0) | \bar{B}(P) \rangle, & &= \frac{-i}{m_B v^+} \int \frac{dt}{2\pi} e^{i\omega t} \langle 0 | \bar{q}(z) [z, 0] \not{v} \gamma_5 h_v(0) | \bar{B}(v) \rangle, \end{aligned} \quad (7a) \quad (7b)$$

两种LCDAs的区别在于前者在QCD中定义了**b**夸克场，后者在HQET中定义。

$$f_B = \hat{f}_B(\mu_H) \left[1 - \frac{\alpha_s C_F}{4\pi} \left(3 \ln \frac{\mu_H}{m_b} + 2 \right) \right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2). \quad (8)$$

通过微扰匹配将 m_b 阶数值积分出来，然后将QCD衰变常数分解为用HQET的衰变常数表示。

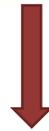
两种方式具有相同的红外行为，HQET忠实的再现了QCD的红外行为，但QCD-LCDA应该把这种短距离效应 m_b 分离出来。

$$\Phi^{\text{QCD}}(x, \mu_Q) = \int_0^\infty d\omega Z(x, \omega, m_b; \mu_Q, \mu_H) \Phi_+^{\text{HQET}}(\omega, \mu_H). \quad (9)$$

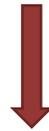
系数函数Z吸收了 $m_b \gg \Lambda_{QCD}$ 的影响，且由于渐近自由，可微扰计算

$$\begin{aligned} Z(x, \omega, m_b; \mu_Q, \mu_H) &= Z^{(0)}(x, \omega, m_b) & Z^{(0)}(x, \omega, m_b) &= \delta\left(x - \frac{\omega}{m_b + \omega}\right). & Z^{(1)}(x, \omega, m_b; \mu_Q, \mu_H) &= \phi^{\text{QCD}(1)}(x, \mu_Q) \Big|_{m_q \rightarrow \omega} \\ &+ \frac{\alpha_s C_F}{4\pi} Z^{(1)}(x, \omega, m_b; \mu_Q, \mu_H) & & & &= -\frac{m_b}{(1-x)^2} \phi_+^{\text{HQET}(1)}\left(\frac{m_b x}{1-x}, \mu_H\right) \Big|_{m_q \rightarrow \omega} \\ &+ \mathcal{O}(\alpha_s^2). & (10) & & &- \left(3 \ln \frac{\mu_H}{m_b} + 2 \right) Z^{(0)}(x, \omega, m_b). \end{aligned}$$

$$\Phi^{\text{QCD}}(x, \mu_Q) = \int_0^\infty d\omega Z(x, \omega, m_b; \mu_Q, \mu_H) \Phi_+^{\text{HQET}}(\omega, \mu_H). \quad (9)$$



$$\mathcal{M} = \int_0^1 dx T(x, \mu_Q) \Phi^{\text{QCD}}(x, \mu_Q) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right), \quad (1)$$



$$\mathcal{M} = \int_0^\infty d\omega \mathcal{T}^{\text{expd}}\left(\omega, \frac{Q}{m_b}; \mu_H\right) \Phi_+^{\text{HQET}}(\omega, \mu_H) + \mathcal{O}\left(\frac{m_b}{Q}, \frac{1}{m_b}\right), \quad (17a)$$

$$\mathcal{T}^{\text{expd}}\left(\omega, \frac{Q}{m_b}; \mu_H\right) = \int_0^1 dx T(x, \mu_Q) Z(x, \omega, m_b; \mu_Q, \mu_H). \quad (17b)$$

这里的T是在共线因子化中计算的。

等式（17）就是理想的因子化式子，它融合了共线因子化和HQET因子化方法的优点。

未来将以 $W \rightarrow B(B^*) + \gamma$ 为例，运用优化后的因子化方法写一篇文章把结果进行汇总。

最后总结一下，这篇文章就是在观察两种方法下的LCDAs发现二者具有相同的红外行为，且两种方式各有优缺点，作者就对比的两种方式，通过一个可微扰计算的系数函数（Z函数，通过 α_s 阶确定）将两种方式联系在一起，继承了两种方式的优点，避开了缺点，且还可以计算 $\ln Q/m_b$ 和 $\ln m_b/\Lambda_{QCD}$ 型对数，被认为是最优化的理论预测方案。

观后感：

- 1.具备良好的数学基础
- 2.大量阅读文献（坚实的理论基础是研究问题的前提）
- 3.阅读文献时应伴随思考，带着问题阅读。（创新源于思考）



谢谢观看

THANK YOU!
