



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

基于夸克模型的重味强子衰变研究

作者姓名: 张嘉宝

指导教师: 耿朝强 教授 国科大杭州高等研究院

学位类别: 理学博士

学科专业: 理论物理

培养单位: 中国科学院理论物理研究所

2024 年 6 月

Research on heavy-flavor hadron decays based on quark models

**A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Theoretical Physics**

By

ZHANG Jiabao

Supervisor: Professor Chao-Qiang Geng

**Institute for Theoretical Physics, University of Chinese Academy of
Sciences**

June, 2024

中国科学院大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。承诺除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体享有著作权的研究成果，未在以往任何学位申请中全部或部分提交。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人或集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关收集、保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则，保留并向国家指定或中国科学院指定机构送交学位论文的电子版和印刷版文件，且电子版与印刷版内容应完全相同，允许该论文被检索、查阅和借阅，公布本学位论文的全部或部分内容，可以采用扫描、影印、缩印等复制手段以及其他法律许可的方式保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘 要

这篇论文基于光前夸克模型和均匀袋模型对重味强子的衰变进行了研究,具体可以分为底重子物理部分和矢量粲偶素物理部分。对底重子物理部分,本文着重探讨了底重子的弱辐射衰变、半轻衰变和非轻衰变,讨论了两种夸克模型在重夸克极限下的性质,以及通过底重子级联衰变提取 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 矩阵中相角 γ 的可能性;对矢量粲偶素物理部分,我们分析了其同位旋破坏的衰变道,并探讨了利用宇称破坏效应寻找新物理的可能性。

本文研究发现,光前夸克模型和均匀袋模型均可以很好地描述底重子的弱衰变。两种模型都具有内秉的重夸克对称性,其中光前夸克模型在重夸克极限下可以很大程度上减少自由参数的个数,从而提高模型的预言能力。

对于矢量粲偶素的同位旋破坏衰变,通过理论计算以及与实验结果的分析,我们确立了电磁衰变的振幅占主导作用的事实。同时,对于这类 OZI 压低的过程,本文发现 3P_0 模型仍然可以给出很好的理论计算结果。

进一步地,本文还根据目前的 BESIII 实验和 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 过程的特点,提出了在低能区 ($<10\text{GeV}$) 寻找赭轻子的 Z' 玻色子的方案。我们进行了简单的模拟,发现目前的 BESIII 实验有潜力发现这一过程的新物理信号。同时我们探讨了在不同 Z' 理论会导致的可能性。

关键词: 夸克模型, 重味强子, 超出标准模型的新物理

Abstract

This paper investigates the decays of heavy flavor hadrons based on the light-front quark and homogeneous bag models. The research can be divided into two parts: the bottom and vector charmonia sectors. In the bottom sector, we specifically focus on the weak radiative and semi-leptonic decays. The properties of these two quark models in the heavy quark limit are discussed. We also discussed the possibility in extracting Cabibbo-Kobayashi-Maskawa phase angle γ through the sequential decays of bottomed baryons. In the vector charmonia sector, we analyze the decay channels which violate isospin and explore the possibility of searching for new physics in the corresponding decays.

We find that both the light-front quark and homogeneous bag models can describe the weak decays of bottom baryons quite well, and possess inherent heavy quark symmetries. Besides, in the light-front quark model, the number of free parameters can be significantly reduced under the heavy quark limit. This improves the predictive power of the model.

For the isospin-violating decays of vector charmonia, we find through theoretical calculations and comparison with experimental results that electromagnetic decay amplitudes indeed play a dominant role. Moreover, for such OZI-suppressed processes, we show that the 3P_0 model can still provide good numerical results.

Based on the current BESIII experiment and the characteristics of the $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ process, we propose a scheme to search for a leptophobic Z' boson in the low-energy region ($<10\text{GeV}$). We conduct simple simulations and find that the current BESIII experiment has the potential to discover new physics signals in this process. Furthermore, we explore the possibilities arising from different Z' theory setups.

Key Words: Quark Model, Heavy Flavor Hadron, New Physics Beyond Standard Model

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 标准模型简介	1
1.2 研究背景	6
第 2 章 夸克模型	13
2.1 光前夸克模型	16
2.2 均匀袋模型	21
第 3 章 底重子物理	25
3.1 底重子弱辐射衰变	25
3.2 底重子半轻衰变	32
3.3 底重子非轻衰变与 CKM 弱相角测量	41
第 4 章 粲偶素物理	51
4.1 矢量粲偶素的同位旋破坏衰变	51
4.2 宇称破坏的新物理	58
第 5 章 结论	63
参考文献	67
致谢	81
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果 ..	83

图目录

图 1-1 标准模型中的基本粒子, 图源 维基百科	2
图 1-2 $c \rightarrow s u \bar{d}$ 弱衰变过程	6
图 1-3 实验和 LQCD 中的 R_D, R_{D^*} 和 R_{Λ_c} 比率	9
图 2-1 由 u, d, s 夸克组成的基态重子八重态, 图源 维基百科	15
图 2-2 光前形式下允许的动量区域	16
图 3-1 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ 衰变夸克图	26
图 3-2 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p \pi^-) \gamma$ 中 $D(\vec{\Omega})$ 的角度示意图	29
图 3-3 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 半轻衰变夸克图	33
图 3-4 顶点算符的硬胶子修正 Feynman 图	34
图 3-5 HBM 中的 Isgure-Wise 函数和它的一阶修正	36
图 3-6 LFQM 中的 Isgure-Wise 函数和它的一阶修正	38
图 3-7 LFQM 中 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 半轻衰变的形状因子	38
图 3-8 理论、格点计算和实验测量得到的 R_{Λ_c}	41
图 3-9 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n(\rightarrow \mathbf{B}'_n \pi) D$ 的衰变平面	44
图 3-10 b 重子衰变的夸克图	47
图 3-11 LHCb 上能探测到的 $N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p \pi^-) D)$ 和 $N(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- (\rightarrow \Lambda \pi) D)$ 的估计值	49
图 4-1 $\psi \rightarrow h h'$ 的衰变夸克图, 其中双线表示强子	51
图 4-2 3P_0 算符有效耦合常数 γ_q 随能标跑动行为	53
图 4-3 袋模型计算中采用的坐标系, 其中 $\hat{z} \parallel \vec{v}, \hat{z}' \parallel \vec{x}_\Delta$	55
图 4-4 在 HBM 中 $\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的形状因子与无量纲参数 $m_s R$ 的关系	57
图 4-5 $J/\psi \rightarrow \Lambda(\rightarrow p \pi^-) \bar{\Sigma}^0(\rightarrow \bar{\Lambda} \gamma)$ 的衰变角分布示意图	59
图 4-6 (a) BESIII 和 (b) STCF 中的模拟结果	60
图 4-7 (a) 一般情况下和 (b) 一个特定的 Z' 模型下的耦合常数排除曲线	61

表目录

表 1-1 标准模型费米子的弱同位旋、弱超荷量子数	2
表 1-2 J/ψ 和 $\psi(2S)$ 衰变到八重态重子-反重子的分支比和衰变不对称性	11
表 2-1 夸克的量子数	13
表 3-1 LFQM 中重子波函数的理论输入, 单位 GeV	31
表 3-2 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ 的形状因子	31
表 3-3 $SU(3)_F$ 味道对称性给出的 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ 的振幅	31

表 3-4 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ 分支比的数值结果	31
表 3-5 重夸克展开参数 $\bar{\xi}$ 和 $(\bar{\Lambda}, \bar{b}_{1,2})$, 单位分别是 GeV 和 GeV^2	40
表 3-6 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ 的分支比, 数量级是 10^{-2} , 其中 HBM 和 LFQM 包含两行结果, 上一行表示不包含硬胶子修正的结果, 下一行表示包含该修正的结果	40
表 3-7 不同方法下计算得到的 R_{Λ_c} 的比较	41
表 3-8 $\tilde{H}_j$ 的参数化	45
表 3-9 衰变宽度和其他可观测量	48
表 4-1 $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的形状因子	56
表 4-2 $\psi \rightarrow hh'$ 的分支比和不对称参数	57

符号列表

字符

Symbol	Description	Unit
$\beta_{qq'}$	the shape parameter of hadrons	GeV
R	the bag radius	GeV^{-1}

缩写

BESIII	Beijing Spectrometer III
CKM	Cabibbo–Kobayashi–Maskawa
CP	Charge conjugation Parity
FCNC	Flavor-Changing Neutral Current
HBM	Homogeneous Bag Model
HQE	Heavy Quark Expansion
LCSR	Light Cone Sum Rule
LFQM	Light-Front Quark Model
LHC	Large Hadron Collider
LQCD	Lattice Quantum Chromodynamics
OZI	Okubo–Zweig–Iizuka
QCD	Quantum Chromodynamics
QCDSR	Quantum Chromodynamics Sum Rule
QED	Quantum Electrodynamics
QPC	Quark Pair Creation
RQM	Relativistic Quark Model
SM	Standard Model
STCF	Super Tau Charm Factory

第 1 章 绪论

1.1 标准模型简介

粒子物理是研究物质最基本构成及其相互作用的学科，其历史可以追溯至古希腊时期的原子理论。现代粒子物理开端于 1897 年，英国物理学家 J.J. Thomson 在阴极射线管实验中发现了第一个基本粒子——电子。在随后的半个世纪中，粒子物理领域蓬勃发展，成为了科学的最前沿。在理论方面，相对论和量子力学的相继提出奠定了粒子物理理论的基础；在实验方面，从小型的射线管到大型的加速器，新型实验装置的不断涌现为人类探测新粒子、完善微观世界的图景提供了必要的手段。二十世纪中叶至末期，粒子物理领域经历了巨大的发展和变革。期间众多粒子被发现，其中既有如电子、 μ 子，光子等基本粒子，也有介子、重子等束缚态粒子。最终粒子物理学家建立了统一强、弱、电磁三种基本相互作用的理论，即粒子物理标准模型 (Standard Model, SM)。

粒子物理标准模型是一个规范理论，其规范群是 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 。其中 $SU(3)_C$ 部分描述强相互作用，称为量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD)^[1]。 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 部分统一地描述电磁和弱相互作用，称为电弱统一理论^[2-4]。通过 Higgs 机制^[5-7]，电弱统一理论的规范对称性自发破缺，规范群从 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 破缺到 $U(1)_{EM}$ ，相应的规范理论称为量子电动力学 (Quantum Electrodynamics, QED)^[8-13]。标准模型中的基本粒子可参见图 1-1，其中有三代费米子，每一代中包含中微子 (ν)、带电轻子 (ℓ^-) 和夸克 (q)，其中每一代夸克又根据所带电荷分为上型 (up type) 夸克和下型夸克 (down type)。夸克的颜色自由度使得它们参与强相互作用，传递强相互作用的规范粒子称为胶子 (g)。中微子不带电荷，只参与弱相互作用。传递弱相互作用的规范玻色子是 $W^\pm, Z^0$ 。带电轻子和夸克会参与电磁相互作用，电磁相互作用由光子 (γ) 传递。标量玻色子 Higgs 粒子通过 Higgs 机制赋予基本粒子质量。

在 $SU(3)_C$ 规范群下，夸克场构成 3 维的基础表示 (fundamental representation)，用 $q_j^{(\alpha)}$ 表示，其中 $\alpha = u, d, s, c, b, t$ 为味道指标， $j = 1, 2, 3$ 为颜色指标；胶子场则构成 8 维的伴随表示 (adjoint representation)，用 A_μ^a 表示， $a = 1, \dots, 8$ 。QCD 的经典拉氏量可以表示为

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_{\alpha} i \bar{q}_j^{(\alpha)} \not{D}_{jk} q_k^{(\alpha)} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (1-1)$$

其中

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3 A_\mu^a t^a, \quad F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_3 f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1-2)$$

$t^a = \lambda^a/2$ 为 $SU(3)$ 群基础表示的生成元， λ^a 为 Gell-Mann 矩阵。 f^{abc} 为群结构常数， g_3 为 $SU(3)_C$ 规范群耦合常数。

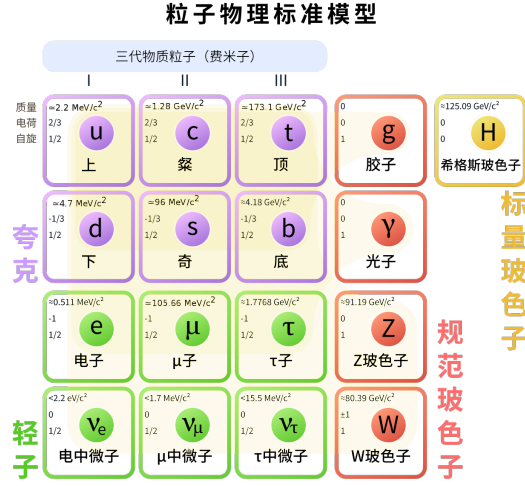


图 1-1 标准模型中的基本粒子，图源 [维基百科](#)

Figure 1-1 Elementary Particles of the Standard Model, from [Wikipedia](#)

对于 $SU(2)_L$ 规范群，左手费米子场构成 2 维的基础表示，右手费米子场是该规范群下的单态 (singlet)，构成平庸表示，

$$L_{iL} = \begin{pmatrix} P_L \nu_i \\ P_L \ell_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \ell_{iL} \end{pmatrix}, \quad Q_{iL} = \begin{pmatrix} P_L u_i \\ P_L d_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix}, \quad (1-3)$$

$$\ell_{iR} = P_R \ell_i, \quad u_{iR} = P_R u_i, \quad d_{iR} = P_R d_i, \quad i = 1, 2, 3$$

其中 $P_{L,R}$ 为左、右手投影算符， $i = 1, 2, 3$ 分别对应三代费米子。费米子场在 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范群下具有的量子数称为弱同位旋 I (weak isospin) 和弱超荷 Y (weak hypercharge)。以第一代费米子为例，其量子数在表 1-1 中列出。

表 1-1 标准模型费米子的弱同位旋、弱超荷量子数

Table 1-1 The weak isospin and weak hypercharge quantum number of SM fermion

费米子	I	I_3	Y
ν_L	1/2	+1/2	-1
e_L	1/2	-1/2	-1
e_R	0	0	-2
u_L	1/2	+1/2	1/3
d_L	1/2	-1/2	1/3
u_R	0	0	4/3
d_R	0	0	-2/3

电弱统一理论中的拉氏量 $\mathcal{L}_{EW}$ 为

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_H, \quad (1-4)$$

其中 $\mathcal{L}_F$ 代表费米子项，包含费米子场的动能项以及费米子和规范玻色子的相互作用项。 $\mathcal{L}_G$ 是规范场项，包含规范玻色子 $W^{\mu i}, i = 1, 2, 3, B^\mu$ 的动能项和自相互作用项。 $\mathcal{L}_H$ 又可以分为 $\mathcal{L}_{HG}$ 和 $\mathcal{L}_{HF}$ ，前者包含复标量场的动能项、势能项以及和规范相互作用项，后者包含复标量场与费米子场的相互作用项。

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F &= \sum_{\psi_L} \bar{\psi}_L i \not{D} \psi_L + \sum_{\psi_R} \bar{\psi}_R i \not{D} \psi_R, \\ \mathcal{L}_G &= -\frac{1}{4} F_i^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}, \\ \mathcal{L}_{HG} &= (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(\Phi), \\ \mathcal{L}_{HF} &= -g_u \bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R - g_d \bar{Q}_L \Phi d_R - g_e \bar{L}_L \Phi e_R + \text{h.c.},\end{aligned}\tag{1-5}$$

其中左右手费米子场的协变导数项与规范场场强张量分别为

$$\begin{aligned}D_\mu \psi_L &= \left(\partial_\mu + i \frac{g_1}{2} Y B_\mu + i g_2 \frac{\sigma^j}{2} W_\mu^j \right) \psi_L, & D_\mu \psi_R &= \left(\partial_\mu + i \frac{g_1}{2} Y B_\mu \right) \psi_R, \\ F_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, & B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\end{aligned}$$

$g_{2,1}$ 分别是 $\text{SU}(2)_L, \text{U}(1)_Y$ 规范相互作用的耦合常数， $\sigma^j, j = 1, 2, 3$ 是 Pauli 矩阵。

Φ 是复标量场，构成 $\text{SU}(2)_L$ 的基础表示， $\tilde{\Phi}$ 是它的电荷共轭。

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \varphi^{0*} \\ -\varphi^- \end{pmatrix}\tag{1-6}$$

Φ 的协变导数项与左手费米子场相同，且 $\mathcal{L}_{HF}$ 规范不变性要求 $Y = 1$ 。 $V(\Phi)$ 是势能项，也称为自相互作用项，

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2,\tag{1-7}$$

其中 μ, λ 均为任意常数。通过最小化 $V(\Phi)$ ，复标量场可以获得非零的真空期望值 $\langle \Phi \rangle_0$ 。选取

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\mu^2/\lambda},\tag{1-8}$$

该真空期望值仅保持电荷守恒，从而将对称性从 $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ 破缺到 $\text{U}(1)_{\text{EM}}$ 。由此可以得到么正规范下的 Higgs 场 $H(x)$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad \Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2} (v + H)^2,\tag{1-9}$$

将 $\langle \Phi \rangle_0$ 代入自相互作用项中可得

$$\begin{aligned}-V(\Phi) &= \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 = \frac{1}{2} \mu^2 (v + H)^2 - \frac{1}{4} \lambda (v + H)^4 \\ &= \frac{1}{8} m_H^2 v^2 - \frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \frac{1}{2} \frac{m_H^2}{v} H^3 - \frac{1}{8} \frac{m_H^2}{v^2} H^4\end{aligned}\tag{1-10}$$

其中我们定义了 Higgs 玻色子的质量为 $m_H \equiv \sqrt{2}\mu = \sqrt{2}\lambda v$ 。下面推导规范玻色子的质量项，首先需要定义带电的 W 玻色子场

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1-11)$$

用 $W_\mu^\pm$ 代替 $W_\mu^{1,2}$ 代入到复标量场的动能项 $(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$ 中

$$\left| \begin{pmatrix} \partial_\mu + i\frac{g_1}{2}YB_\mu + i\frac{g_2}{2}W_\mu^3 & i\frac{g_2}{\sqrt{2}}W_\mu^+ \\ i\frac{g_2}{\sqrt{2}}W_\mu^- & \partial_\mu + i\frac{g_1}{2}YB_\mu - i\frac{g_2}{2}W_\mu^3 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1-12)$$

从中可提取与规范玻色子质量有关的项如下

$$\frac{g_2^2}{4}v^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1-13)$$

其中带电规范玻色子 $W^\pm$ 的质量显然为 $M_W = g_2 v/2$ ，而中性玻色子 W_μ^3, B_μ 则发生了混合，将其质量矩阵对角化可得到其质量本征态

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos \theta_w W_\mu^3 - \sin \theta_w B_\mu, \\ A_\mu &= \sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu, \end{aligned} \quad (1-14)$$

其中 θ_w 为弱混合角，也称 Weinberg 角，定义为 $\tan \theta_w = g_1/g_2$ 。 A_μ, Z_μ 分别对应光子 γ 和 Z 玻色子，其质量为 $M_\gamma = 0$ ， $M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ 。

费米子的质量项由 $\mathcal{L}_{HF}$ 项给出，假如只有一代费米子，则其质量项显然为 $m_\alpha = v g_\alpha/2, \alpha = u, d, e$ 。然而，标准模型中有三代费米子，因此需要将相应的质量矩阵对角化，

$$\mathbf{m}_u = S_L^u \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} S_R^{u\dagger}, \quad \mathbf{m}_d = S_L^d \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} S_R^{d\dagger} \quad (1-15)$$

其中 $S_{L,R}^{\alpha\dagger}$ 是 $n \times n$ 的幺正矩阵，分别将费米子的左右手味道本征态变换为质量本征态。

由于 $S_{L,R}^{\alpha\dagger}$ 的幺正性，质量对角化对于电磁相互作用项和弱中性流相互作用并无影响。以上型夸克参与的电磁流为例

$$\begin{aligned} J_{\text{em}}^\mu &= \frac{2}{3} \bar{u}'_i \gamma^\mu u'_i = \frac{2}{3} \bar{u}'_{L,i} \gamma^\mu u'_{L,i} + \frac{2}{3} \bar{u}'_{R,i} \gamma^\mu u'_{R,i} \\ &= \frac{2}{3} \left(\bar{u}_L S_L^{u\dagger} \right)_i \gamma^\mu \left(S_L^u u_L \right)_i + \frac{2}{3} \left(\bar{u}_R S_R^{u\dagger} \right)_i \gamma^\mu \left(S_R^u u_R \right)_i \\ &= \frac{2}{3} \bar{u}_{L,i} \gamma^\mu u_{L,i} + \frac{2}{3} \bar{u}_{R,i} \gamma^\mu u_{R,i} = \frac{2}{3} \bar{u}_i \gamma^\mu u_i \end{aligned} \quad (1-16)$$

其中我们用 u'_i 表示味道本征态，用 u_i 表示质量本征态。对弱中性流过程，上述论述显然同样成立。对带电流相互作用，对质量矩阵的对角化则会引起不同代夸克之间的混合

$$\begin{aligned} J_{\text{charge}}^\mu &= -\frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}'_{L,i} \gamma^\mu d'_{L,i} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L \mathbf{S}_L^{u\dagger})_i \gamma^\mu (\mathbf{S}_L^d d_L)_i \\ &= -\frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}_{L,i} \gamma^\mu (\mathbf{S}_L^{u\dagger} \mathbf{S}_L^d)_{ij} d_{L,j} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}_{L,i} \gamma^\mu V_{ij}^{\text{CKM}} d_{L,j} \end{aligned} \quad (1-17)$$

其中 V_{ij}^{CKM} 即为 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 矩阵。CKM 矩阵元的大小是标准模型的参数，需要从实验中确定。本文采用 Wolfenstein 参数化

$$V^{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1-18)$$

这种参数化的优点在于能够显然地看出不同代夸克之间混合的强度等级。

在粒子物理标准模型建立的过程中，宇称破坏 (Parity Violation) 的发现与弱相互作用理论的提出起到了至关重要的作用。一方面，宇称破坏现象使人类开始重新认识分立对称性^[14,15]；E.C.G. Sudarshan 和 R.E. Marshak 等人提出的 V-A 流则在理论上确立了弱相互作用最大程度破坏宇称的事实^[16-18]。另一方面，在高能下由 $W^\pm, Z$ 粒子作为规范玻色子传递的弱相互作用，在低能下可以被有效地看作四费米子相互作用，这成为了有效场论的开端^[19]。

本文的研究中采用弱作用的低能有效理论，主要基于以下三点理由。

首先，由于色禁闭的效应，对夸克性质的研究只能通过强子来进行。强子是夸克在能标 $\mu \sim \mathcal{O}(1) \text{ GeV}$ 下形成的束缚态，而弱相互作用的能标 $\mathcal{O}(m_W)$ 远远大于强子形成的能标。

其次，由于强相互作用耦合常数 α_S 随能标跑动显著，且具有渐进自由的特点。但将夸克参与弱相互作用的计算结果从弱作用的能标用重整化群跑动到强子能标时，必须对大对数项进行重求和。

最后，根据 Appelquist–Carazzone 退耦定理^[20]：质量为 M 的重粒子在低能标会与其他粒子发生退耦合。除它们的重重整化群效应外，这种退耦合产生的有效算符会被其质量的倒数 $1/M$ 幂次压低。这个定理告诉我们，在试图从弱作用的能标跑动到本研究所关心的强子能标时，一些重粒子的重整化群效应需要被考虑。

以上这些都在弱作用的低能有效理论中得到了系统地处理^[19]。实现这一目标的理论框架是算符乘积展开^[21-24]。这里以 $c \rightarrow s u \bar{d}$ 弱衰变过程为例说明它的

基本思想。忽略 QCD 效应，其树图振幅可以被写为

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \frac{M_W^2}{k^2 - M_W^2} (\bar{s}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} (\bar{s}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} + O\left(\frac{k^2}{M_W^2}\right) \end{aligned} \quad (1-19)$$

其中 k^μ 是 W 玻色子的动量，它的大小显然远远小于 W 玻色子的质量 M_W 。因此 $O(k^2/M_W^2)$ 项可以被安全地忽略。从有效理论的角度讲，公式 (1-19) 也可以由如下有效哈密顿量得到：

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} (\bar{s}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} + \text{High D Operators}, \quad (1-20)$$

正如前面忽略掉 $O(k^2/M_W^2)$ 项一样，高维算符也可以被安全地忽略。最后可以给出低能有效哈密顿量的一般形式：

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} C Q, \quad Q = (\bar{s}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A}. \quad (1-21)$$

其中 C 表示有效耦合常数，又称为 Wilson 系数。 Q 则表示局域算符 (Local Operators)。图 1-2 是对该过程的直观阐释。

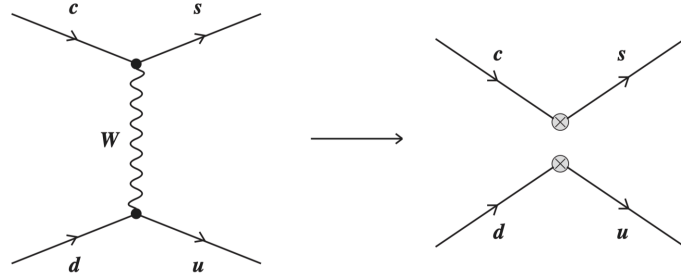


图 1-2 $c \rightarrow s u \bar{d}$ 弱衰变过程

Figure 1-2 The weak decay of $c \rightarrow s u \bar{d}$

上面的例子阐述了算符乘积展开的基本思想：两个带电流算符的乘积被展开成一个局域算符的级数，每个局域算符的贡献由 Wilson 系数进行加权。这里我们只考虑了一个算符，也忽略了 QCD 的修正，因此 Wilson 系数的取值是平庸的，即 $C = 1$ 。在下文的其他过程中，我们会看到更为复杂的情况，但基本的思想是一致的。

1.2 研究背景

标准模型作为粒子物理的基本框架已经一再得到检验，然而它并不是完美的，仍然有一些重要问题无法在标准模型中得到解释。首先，标准模型中的中微

子是无质量的，然而中微子的振荡效应^[25–28]说明它们是有质量的，这显然要求对标准模型进行扩展。此外，一个更重要的问题是宇宙中的正反物质不对称性。目前的观测结果显示，可观测宇宙中的重子-光子比 $\eta \in (5.8, 6.5) \times 10^{-10}$ ^[29–32]，这一数值远远超出了标准模型的理论预测。为了解释这种不对称性，A. Sakharov 在 1967 年提出了著名的 Sakharov 条件^[33]，其中与粒子物理紧密联系的条件是电荷共轭宇称对称性破坏 (Charge conjugation Parity Violation)，简称 CP 破坏。标准模型中的 CP 破坏来自于 CKM 矩阵元中的相角，其大小可以由 Jarlskog 不变量来衡量。然而根据对 CKM 矩阵元的测量结果，人们发现标准模型给出的预言值远远不足以解释宇宙中的正反物质不对称性。

为了解决这些标准模型无法解释的问题，大量的实验和理论研究一直在共同推进。目前国际上正在运行的探测器包括大型强子对撞机 (LHC)，北京正负电子对撞机 (BEPC) 等。其中 LHCb 合作组主要关注底物理，而 BEPC 的运行能量集中在粲物理能区，它们形成了很好的互补。理论方面感兴趣的研究内容包括味道改变中性流 (Flavor-Changing Neutral Current, FCNC) 过程^[34–42]，对轻子普适性 (Lepton Flavor Universality) 的检验^[43–47] 以及对额外的中性 U(1) 规范玻色子的寻找^[48–51] 等。

本文的研究将在领域内近年的研究进展基础上继续进行，具体内容包括底重子反三重态到八重态重子的弱辐射衰变 (Weak Radiative Decay) $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ ^[52]，底重子的半轻衰变 (Semileptonic Decay) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$ ^[53]，同位旋破坏的矢量粲偶素衰变 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ ^[54] 以及在相应过程中寻找 Z' 玻色子^[55]。

底重子弱辐射衰变

考虑由 $b \rightarrow f \gamma$, $f = (s, d)$ 引起的弱辐射衰变 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ ，该过程同时涉及弱相互作用、电磁相互作用和强相互作用，是了解粒子基本相互作用的极佳研究对象。它还是味道改变中性流 (Flavor-Changing Neutral Current, FCNC) 过程，在标准模型中被极大地压低，因此成为探索新物理的理想过程。此外，标准模型中还预言末态释放的光子在 $\mathcal{O}(m_s^2/m_b^2)$ 精度下具有完全的左手手征 (Chirality)。显然，在实验中发现右手光子的信号都将是新物理的确凿证据。然而，由于目前 LHCb 实验无法直接测量光子的极化，我们必须分析强子的级联衰变以提取相关的信息^[56–60]。2021 年，LHCb 合作组报告了以下衰变分支比^[61,62]：

$$\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma) = (7.1 \pm 1.7) \times 10^{-6}, \quad \mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma) < 1.3 \times 10^{-4}, \quad (1-1)$$

此外反三重态底重子 ($\mathbf{B}_b$) 的寿命也得到了高精度的测量^[63,64]， $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ 的角分布的完整分析也在文献^[65] 中给出。理论方面，底重子弱辐射衰变也得到了许多不同方法的研究。比如重夸克有效理论 (Heavy Quark Effective Theory, HQET)^[66]、微扰 QCD^[67]、SU(3)_F 味对称性^[68]、光锥求和规则 (Light-Cone Sum Rule, LCSR)^[69,70]、Bethe-Salpeter 方程 (Bethe-Salpeter Equation, BSE)^[71]、夸克模型^[72–75] 和有效拉氏量方法^[76]。

本文采用光前夸克模型 (Light-Front Quark Model, LFQM) 来计算该过程的振幅^[52]。该模型具有相对论协变性, 其中夸克自旋和重子子的质心运动可以被自洽地处理。然而, 在 LFQM 中, 跃迁形状因子只能在类空 (spacelike) 及类光 (lightlike) 区域计算。要获得半轻和非轻衰变中的跃迁形状因子, 即类时区域内的形状因子, 必须假定它具有特定的转移动量依赖性 (q^2 -dependence)。相比之下, 在弱辐射衰变中, 由于跃迁形状因子处于类光区域, 可以通过 LFQM 直接计算得到。作为补充, 本文还将展示由 $SU(3)_F$ 味对称性给出的预言结果, 类似的结果在文献^[68]中也有给出。 $SU(3)_F$ 味对称性在底介子^[77-85]和重子衰变^[86-90], 粲介子^[91-95]和重子衰变^[90,96-104]中保持得较为良好。本文将对通过 LFQM 直接计算和通过 $SU(3)_F$ 味对称性得到的结果进行比较。

底重子半轻衰变

半轻衰变是指强子通过弱相互作用衰变到其他强子和轻子的过程。与纯轻衰变不同, 半轻衰变中强子内部存在旁观夸克, 即在最低阶近似下不参与衰变过程的夸克。半轻衰变背景相对干净, 能用于精确测量 CKM 矩阵元以及检验轻子普适性等守恒律^[105-107]。由于重子数守恒, 半轻衰变对重子尤其重要。底重子的半轻衰变可以作为检验轻子普适性的理想场所。这方面理论和实验方面都有很大的兴趣^[43-47,108,109]。2022 年, LHCb 合作组报告了对 $R_{\Lambda_c} = \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau) / \mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ 的测量结果^[110,111]

$$R_{\Lambda_c} = 0.242 \pm 0.026 \pm 0.040 \pm 0.059, \quad (1-2)$$

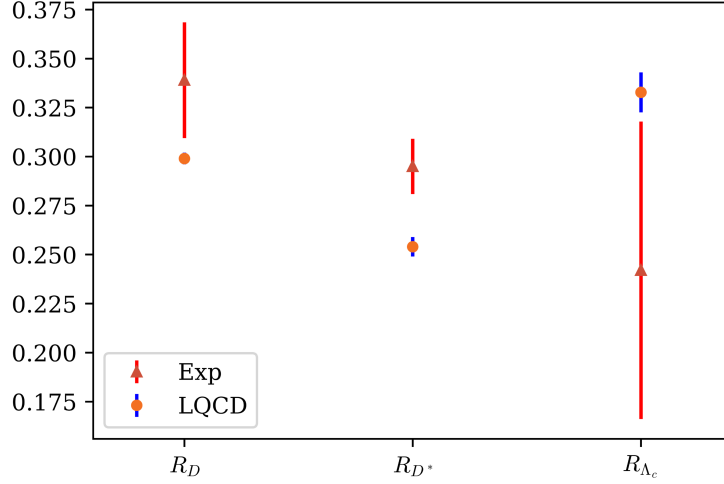
其中第一和第二个误差来自是 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 分支比测量的系统误差和统计误差, 第三个误差来自 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 的分支比测量。然而, 格点量子色动力学 (LQCD) 则给出了稍大的比值^[112,113]。这一比值连同在介子部分测得的比值在图1-3中画出, 其中 $R_{D^{(*)}} = \Gamma(B \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau) / \Gamma(B \rightarrow D^{(*)} e^- \bar{\nu}_e)$ ^[114,115]。可以看到, 重子部分对 R_{Λ_c} 的测量结果小于 LQCD 的计算结果的结果相反, 而介子部分 $R_{D^{(*)}}$ 的情况恰好相反, 这显然需要进一步地研究。

在理论方面, 研究该过程中的轻子普适性需要用到 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+$ 半轻衰变的形状因子。由于初末态均含有重夸克, 利用重夸克对称性可以使问题得到简化。以 Isgur-Wise 函数为例,

$$\bar{\xi}(\omega) = \xi(\omega) + (\epsilon_b + \epsilon_c) \xi_{ke}(\omega) + \mathcal{O}(\epsilon_c^2), \quad (1-3)$$

其中 $\xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$ 分别是 Isgur-Wise 函数及其一阶修正。 $\omega = v_b \cdot v_c$, 其中 v_Q 是重子 Λ_Q , $Q = b, c$ 的四速度。如第3.2节中即将展示的那样, $\bar{\xi}(\omega)$ 决定了形状因子的转移动量依赖性。虽然实验上只能测量 $\bar{\xi}(\omega)$, 但方程 (1-3) 允许我们在不考虑夸克质量依赖性的情况下比较夸克模型中的 $\xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$, 从而在理论上探究轻子普适性的问题。

在本人博士期间的工作中^[53], 我们采用均匀袋模型 (Homogeneous Bag Model, HBM) 和 LFQM 来阐明重夸克对称性。一方面, HBM 是对 MIT 袋模型的改

图 1-3 实验和 LQCD 中的 R_D , R_{D^*} 和 R_{Λ_c} 比率Figure 1-3 The ratios of R_D , R_{D^*} and R_{Λ_c} in the experiments and LQCD

进^[116,117]，其唯一的参数——袋半径 R 可以通过拟合强子质量谱中得到。HBM 在零反冲点 ($\omega = 1$) 计算形状因子时误差是最小的，且具有良好定义的重夸克极限。另一方面，LFQM 可以以一种与参考系无关的方式描述束缚态，只需要组分夸克之间的相对运动就可以确定强子的波函数^[118–127]。光前形式中的 Lorentz boost 由动力学算符生成，这些算符使得 $x^+ = 0$ 平面在变换下不变，因此不需要不等时对易关系。然而，LFQM 中的输入参数具有较大的不确定性。此外，Z 图的贡献禁止 LFQM 对类时区域中的形状因子进行直接计算。我们将在第2.1节中展示这些前述困难是如何通过重夸克对称性来解决的。

底重子非轻衰变中 CKM 相角的测量

为了完整理解标准模型，重要任务之一是测量 CKM 矩阵元。目前，CKM 幺正三角形中角 $\gamma \equiv \arg(-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*)$ 的实验值完全来自 B 介子衰变^[128]，其中利用了 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合。最简单的方法是利用 D 介子两体级联衰变进行 CP 和味标记^[129,130]，但由于两体衰变分支比很小，这些方法的灵敏度有限。为了减少统计不确定性，可以分析 D 介子多体衰变中的 Dalitz 图^[131]。目前， γ 的最精确值来自 CKMfitter^[132] 和 UTfit^[133]，分别为 $(65.6_{-2.7}^{+0.9})^\circ$ 和 $(65.8 \pm 2.2)^\circ$ 。

另一方面，实验对底重子衰变的兴趣迅速增加。各种多体衰变中的 CP 破坏证据已经被发现，而 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \nu_\tau$ 的衰变宽度首次被测量^[110]。此外，重子的极化为实验提供了丰富的观测量。LHCb 已经研究了 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ 的前后不对称性^[134]。值得注意的是，LHCb 首次测量了 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ 中 Λ 的极化不对称性^[135]。最近，ATLAS 对 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-)$ 进行了完整分析^[136]，在 13 TeV 的质子-质子碰撞中，发现极化比例约为 3%。尽管有这些进展，实验上仍缺乏底重子衰变到中性 D 介子相关的衰变测量。

在理论方面，重子的自旋性质是一把双刃剑，因为它既提供了丰富的现象^[58,59,88]，也增加了理论研究的复杂性。大多数理论研究都是通过因子化假设

进行的，其中色允许的衰变可以被可靠地估计^[116,137,138]。然而，对于色压低的衰变，通常需要手动引入有效颜色数来解释实验。幸运的是，通过螺旋度振幅，我们可以在不了解动力学细节的情况下分析系统的运动学^[139]。

通过 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda D$ 提取 γ 的方法已经在一些文献中给出^[140,141]。然而，关于级联衰变的系统研究仍然缺失。在本文中，我们使用螺旋度振幅来探索底重子衰变中的级联模式。与轨道角动量分析相比，螺旋度振幅与狭义相对论兼容，并且允许我们系统地提取重子自旋的信息^[136]。

如前所述， γ 的提取完全来自 **B** 介子衰变，扩展到重子部分的动机有两个方面。从理论上讲，研究重子中的 **CP** 破坏是重要的，因为宇宙中的物质-反物质不对称性直接与它们有关，而这在 **SM** 中无法解释。从实验上讲，由于重子具有 1/2 自旋量子数，它为我们提供了丰富的观测量，使我们能够进一步探测 **SM**。例如，即使是两体重子衰变，也可以构造时间反演破坏观测量。在本研究中^[142]，我们集中研究 Λ_b 和 $\bar{\Lambda}_b$ 的衰变。如前所述，**LHCb** 已经进行了许多 Λ_b 的测量，在升级后，还会产生足够的 $\bar{\Lambda}_b$ 。这为重新检验从介子部分获得的 γ 打开了新窗口。我们建议通过测量 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda D$ 、 $\bar{\Lambda}_b \rightarrow \bar{\Lambda} D$ 及其级联衰变，从重子部分提取 γ 。

矢量粲偶素的同位旋破坏衰变

北京正负电子对撞机 (**Beijing Electron Positron Collider, BEPC**) 运行的质心能量集中在 τ 和粲物理能区，因此又被称为 τ -charm 工厂。截止到 2019 年，**BESIII** 探测器已经累积探测到了 100 亿个矢量粲偶素 J/ψ 事例，其中相当一部分衰变到重子-反重子对^[143]。利用末态重子-反重子对的纠缠效应，**BESIII** 探测器可以在该能区进行前所未有的精密测量，包括分支比和衰变不对称性^[144–147]，以及对 **CP** 破坏效应的探测^[148–153]。此外，未来的超级 τ -charm 工厂 (**Super Tau-Charm Factory, STCF**) 预计将拥有产生约 3.4×10^{12} 个 J/ψ 事例的能力^[154]，这将进一步提高该能区物理的测量精度。

表1-2中列出了 **BESIII** 合作组对 ψ 衰变成一对八重态重子-反重子的分支比 ($\mathcal{B}$) 和衰变不对称性 (α) 的测量结果。有趣的是，在 $\Sigma\bar{\Sigma}$ 和其他重子-反重子之间测量到的 α 具有相反的符号，这表明 **SU(3)** 味对称性在该过程中发生了较大破缺。理论上对此有所研究^[155,156]，但目前尚不清楚其中的机制。

在研究矢量粲偶素衰变中^[54]，我们重点关注了其中的同位旋破坏效应。一种反映这种破缺大小的方法是比较同位旋多重态对应衰变分支比的差异。比如，从表1-2中可以看到 $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \Xi^-\bar{\Xi}^+/\Xi^0\bar{\Xi}^0)$ 的实验测量值与同位旋对称性的预言存在 10% 的偏差。为进一步研究重子衰变中的同位旋破坏，最直接的方法是研究矢量粲偶素 ψ 到 $\Lambda\bar{\Sigma}^0$ 及其相应的电荷共轭末态 $\Sigma^0\bar{\Lambda}$ 的衰变，因为该过程明显破坏了同位旋对称性。**BESIII** 合作组已经测量了分支比^[157,158]

$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.) = (2.83 \pm 0.23) \times 10^{-5}$, $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.) = (1.6 \pm 0.7) \times 10^{-6}$, 而 **CLEO-c** 合作组的测量结果^[159]

$$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.) = (1.23 \pm 0.24) \times 10^{-5}, \quad (1-4)$$

表 1-2 J/ψ 和 $\psi(2S)$ 衰变到八重态重子-反重子的分支比和衰变不对称性
 Table 1-2 The Branching fractions and decay asymmetries of J/ψ and $\psi(2S)$ to octet baryon-antibaryons

衰变道	$10^3 \mathcal{B}$	α	衰变道	$10^4 \mathcal{B}$	α
$p\bar{p}$	2.120(29)	0.595(19)	$p\bar{p}$	2.94(8)	1.03(7)
$n\bar{n}$	2.09(16)	0.50(21)	$n\bar{n}$	3.06(15)	0.68(16)
$\Lambda\bar{\Lambda}$	1.89(9)	0.469(26)	$\Lambda\bar{\Lambda}$	3.81(13)	0.824(74)
J/ψ $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	1.172(32)	-0.449(20)	$\psi(2S)$ $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	2.35(9)	0.71(11)
$\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$	1.07(4)	-0.5156(68)	$\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$	2.43(10)	0.682(32)
$\Xi^0\bar{\Xi}^0$	1.17(4)	0.66(3)	$\Xi^0\bar{\Xi}^0$	2.3(4)	0.665(118)
$\Xi^-\bar{\Xi}^+$	0.98(4)	0.586(16)	$\Xi^-\bar{\Xi}^+$	2.87(11)	0.693(69)

几乎比 BESIII 的测量结果大一个数量级。目前已经有一些理论工作在研究这些衰变道^[160–167]。然而，这些研究中用到的电磁衰变振幅都是通过拟合实验数据得到的，理论计算上的空白仍然需要填补。

一般来说， u 和 d 夸克之间的电荷差异和质量差异都可以破坏同位旋对称性。由于它们之间的质量差异很小，在这项工作中，我们只考虑由电荷差异带来的破坏效应。本文采用夸克对产生 (Quark Pair Creation, QPC) 模型，也称为 3P_0 模型。该模型描述了从真空中产生夸克-反夸克对的过程^[168–171]，其中的 3P_0 算符是一个有效算符，一些理论认为它源自低能下的胶子凝聚^[172]。该模型已广泛用于 OZI 允许的强衰变过程^[173–177]。本文通过将其应用于 OZI 压低的衰变过程，提供了对这些破坏同位旋对称性的衰变道的分支比和衰变不对称性的计算结果。这些结果都可以在 BESIII 探测器上进行检验。

宇称破坏的新物理

作为超出标准模型的中性 U(1) 规范玻色子， Z' 在许多扩展标准模型的理论中出现，例如大统一理论^[178–182]，异构弦理论^[183]，左右对称模型^[36,184,185] 和规范 B-L 模型^[186,187]。对这类规范玻色子的搜索有助于我们更深入地了解超出标准模型的基本理论。对 Z' 玻色子的直接探测是在各种类型的高能对撞机中进行的，包括 e^+e^- 对撞机如 LEP，强子对撞机如 Tevatron、LHC 等。这些实验扫描了各种质量范围，没有发现明确的信号，这对 Z' 与轻子和夸克的耦合给予了很强的限制。在轻子对撞机的搜索中，LEP-II 探测器对 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ 截面的测量结果与标准模型的预测一致。这种一致性意味着 $M_{Z'} > 209 \text{ GeV}$ ，或者 Z' 与轻子的耦合小于 10^{-2} ^[188–190]。一些对暗光子的探测得到的实验限制也可以转化为对 Z' 玻色子的约束^[191–194]，在这些结果中， Z' 与轻子之间的耦合上限被限制在 10^{-4} 量级。此外，在低能区还可以通过中微子-电子散射实验对 Z' 进行间接探测，各种中微子实验对此给出了严格的约束^[195,196]。这些探测结果让厌轻子 (Leptophobic) 的 Z' 玻色子在理论上受到重视。这种 Z' 玻色子只与夸克发生

相互作用, 因此能够自然地解释轻子对撞机以及低能轻子散射的实验结果。通过对双喷注质量谱 (Dijet mass spectrum) 进行广泛的扫描, CMS 合作组在从几 TeV 到 10GeV 的质量范围内建立了 Z' 耦合的上限^[197-199]。对于质量低于 10GeV 的赝轻子 Z' 玻色子, 由于探测器上该能区背景噪声太强, 强子对撞机在该质量范围的全面探索受到限制。虽然在这一范围可以通过夸克偶素的非标准衰变进行一些探索^[51], 但仍然迫切需要额外的策略来进行更全面的探测。

为填补这一重要的研究空白, 本文建议在 BESIII 和即将到来的 STCF 上进行赝轻子 Z' 玻色子的搜索^[55]。如前文所述, 这些探测器具有非常干净的背景以及大量的数据样本, 可以进行非常精确的测量。此前, 已经有一种 Z' 模型被指出可以缩小 $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ 和 $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-$ 分支比与拟合的 π 介子形状因子之间的差距^[200]。在本文中, 我们关注 $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$ 及其共轭过程中的宇称破坏效应。由于该过程主要贡献来自单个虚光子的交换, 三胶子交换导致非微扰效应相对地被压低。这允许我们在理论计算中的一阶得到一个可因子化的振幅^[54,157]。此外, $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.$ 中的宇称破坏的标准模型预测值在 10^{-5} 数量级, 这显然为 Z' 的探测提供了及其干净的背景。

在本文中, 我们将低能有效哈密顿量作为理论的出发点, 所采用的 Wilson 系数均来自领域内普遍认可的计算结果。我们研究的重点是采用不同的夸克模型来研究多种强子衰变过程, 通过紧密结合实验上对分支比等可观测量的测量结果, 深入探究夸克模型以及重味强子的衰变性质。关于 LFQM 和 HBM 的介绍将在第二章中给出, 底重子弱衰变将在第三章中介绍, 第四章给出粲偶素物理的研究, 第五章给出总结。

第2章 夸克模型

本章将分别介绍光前夸克模型和均匀袋模型，包括重子波函数的构造以及这两种模型在重夸克极限下的性质。

夸克模型是描述 QCD 的束缚态的性质，包括质量、电磁和弱相互作用矩阵元的一类模型的统称。从 1960 年代实验上探测到大量强子态，人们就发现它们可以被分为自旋为整数 (0,1,2...) 的玻色子和自旋为半整数 (1/2,3/2,5/2...) 的费米子，分别称为介子和重子。对强子的谱学 (spectrum) 研究表明它们的组成有高度的规律性，在夸克模型中，介子被认为是夸克-反夸克对的束缚态，而重子则由三个夸克组成。表 2-1 给出夸克的各种量子数，它们之间存在如下关系

$$Q = I_3 + \frac{B + S + C + B + T}{2} \quad (2-1)$$

这被称为 Gell-Mann-Nishijima 关系^[201,202]，其中 Q 为电荷， I_3 是同位旋的第三分量， B 表示重子数， S, C, B, T 是夸克的味道量子数，分别称为奇异数、粲数、底数和顶数。

表 2-1 夸克的量子数

Table 2-1 Quark quantum numbers

	Q/e	I_3	B	S	C	B	T
u	+2/3	+1/2	+1/3	0	0	0	0
d	-1/3	-1/2	+1/3	0	0	0	0
s	-1/3	0	+1/3	-1	0	0	0
c	+2/3	0	+1/3	0	1	0	0
b	-1/3	0	+1/3	0	0	-1	0
t	+2/3	0	+1/3	0	0	0	1

对于介子 $q\bar{q}'$ ，表 2-1 给出的量子数可由组分夸克 q 和反夸克 $\bar{q}'$ 对应量子数相加得到。当 $q\bar{q}'$ 的轨道角动量为 l ，总自旋为 s 时，介子的自旋和宇称量子数为

$$|l - s| < J < |l + s|, P = (-1)^{l+1}, C = (-1)^{l+s}, \quad (2-2)$$

其中 C 宇称仅对夸克偶素 ($q = q'$) 有定义。常见的介子可以根据其 J^{PC} 量子数分为赝标量介子 (0^-) 和矢量介子 (1^-)。

对重子 $q_1 q_2 q_3$ ，其量子数可以通过同样的方式得到。与介子不同的是，重子波函数受到 Pauli 不相容原理的制约，对交换任意两个夸克必须反对称。由于色禁闭要求 $q_1 q_2 q_3$ 组成色单态，即颜色波函数完全反对称，波函数的其他部分必须是对称的

$$|q_1 q_2 q_3\rangle_A = |\text{color}\rangle_A \times |\text{space, spin, flavor}\rangle_S, \quad (2-3)$$

式中 S, A 分别表示对称和反对称。

对不同的夸克模型，最大的差异性往往来源于强子的空间波函数。常见的夸克模型包括势模型 (potential model) 和袋模型 (bag model)，本文采用的光前夸克模型和均匀袋模型就分别对应这两种模型。

势模型认为强子内部的夸克由于 QCD 相互作用的缘故具有较大的等效质量，称为“组分夸克质量”。强子质量可以表示为

$$M = \sum_i m_i + E, \quad (2-4)$$

其中 M_i 为组分夸克质量， E 表示结合能，它是强子哈密顿量的本征态

$$H\psi = E\psi, \quad H = \sum_i \frac{1}{2M_i} \mathbf{p}_i^2 + \sum_{i < j} V_{\text{color}}(\mathbf{r}_{ij}), \quad (2-5)$$

在描述重子内部夸克运动时通常采用如下坐标

$$\begin{aligned} \mathbf{R} &= (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3) / 3 \\ \boldsymbol{\rho} &= (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) / \sqrt{2} \\ \boldsymbol{\lambda} &= (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - 2\mathbf{r}_3) / \sqrt{6} \end{aligned} \quad (2-6)$$

一般地，由于三粒子的质心运动依赖性并不总能消除掉，通常采用如下势能项

$$V(\mathbf{r}_{ij}) = V_{\text{osc}}(\mathbf{r}_{ij}) + U(\mathbf{r}_{ij}), \quad V_{\text{osc}} = \frac{k}{2} \mathbf{r}_{ij}^2 \quad (2-7)$$

通常将 Schrödinger 方程在谐振子势 V_{osc} 下求解，然后将剩余的势能 U 作微扰处理。由此哈密顿量可以被表达为两个简单的谐振子

$$H_{\text{int}} = \left(\frac{\mathbf{p}_\rho^2}{2m} + \frac{3k}{2} \rho^2 \right) + \left(\frac{\mathbf{p}_\lambda^2}{2m} + \frac{3k}{2} \lambda^2 \right), \quad (2-8)$$

基态的波函数则为

$$\psi_{\text{gnd}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \left(\frac{\alpha^2}{\pi} \right)^{3/2} e^{i\mathbf{P} \cdot \mathbf{R}} e^{-\alpha^2(\rho^2 + \lambda^2)/2} \quad (2-9)$$

可见它显然是高斯型波函数，其中 $\alpha^2 = (3km)^{1/2}$ 。由于等效的组分夸克质量通常可达几百个 MeV，因此即使对轻味强子，其内部的夸克运动也是非相对论性的，这解释了采用 Schrödinger 方程求解强子空间波函数的合理性。组分夸克质量以及势能项中的参数可以通过拟合强子质量谱等实验测量结果得到。

袋模型则假设强子是一个刚性的袋子，被囚禁其中的夸克相当于在一个无限深的势阱中自由运动。通过求解含边界条件的 Dirac 方程即可得到强子波函数。

$$(i\not{D} - m)q = 0, \quad i\not{D} \gamma_\mu q = q, \quad n_\mu \not{\partial}^\mu (\bar{q}q) = 2B \quad (2-10)$$

其中后两个方程是在袋子表面 S 上的边界条件， n_μ 是指向袋子内部的垂直于 S 的矢量， B 是袋常数，它表示袋子内外的能量密度之差，一般取 $B^{1/4} \simeq 150\text{MeV}$ 。为方便求解，一般都采用球对称的边界条件，袋子内夸克波函数为

$$\phi_{q\uparrow}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} j_0(p_q r) \chi_\uparrow \\ i \frac{p_q}{E_q + p_q} j_1(p_q r) \hat{r} \cdot \vec{\sigma} \chi_\uparrow \end{pmatrix} \quad (2-11)$$

其中 $r = |\vec{x}|$ ，袋半径用 R 表示，它具有长度量纲。 $j_{0,1}$ 是球形贝塞尔函数， $E_q^k = \sqrt{p_q^2 + m_q^2}$ ，其中 m_q 和 p_q 分别是夸克的质量和三动量的模， $\chi_\uparrow = (1, 0)^T$ 和 $\chi_\downarrow = (0, 1)^T$ 分别代表自旋向上和自旋向下的夸克自旋波函数。相比于势模型，袋模型不需要引入组分夸克质量，且夸克的运动是相对论性的。

由于 u, d, s 夸克质量较轻且较为接近，一般在夸克模型中假设存在 $\text{SU}(3)_F$ 味道对称性。据此可以对强子进行分类，比如轻味重子的八重态 (octet)、底重子的反三重态 (anti-triplet) 等。更重要的是， $\text{SU}(3)_F$ 味道对称性还提供了一种模型无关的方式将不同衰变道联系起来，对检验理论计算和实验的结果均具有重要的意义。如果进一步假设将夸克束缚在一起的势能与自旋无关，则强子可以具有更高的对称性，即 $\text{SU}(6)$ 对称性。在最低阶近似下，轻强子可以被当作 $\text{SU}(6)$ 的不可约表示。然而，实际的强子谱显示，这种对称性即使存在，也被严重破缺。

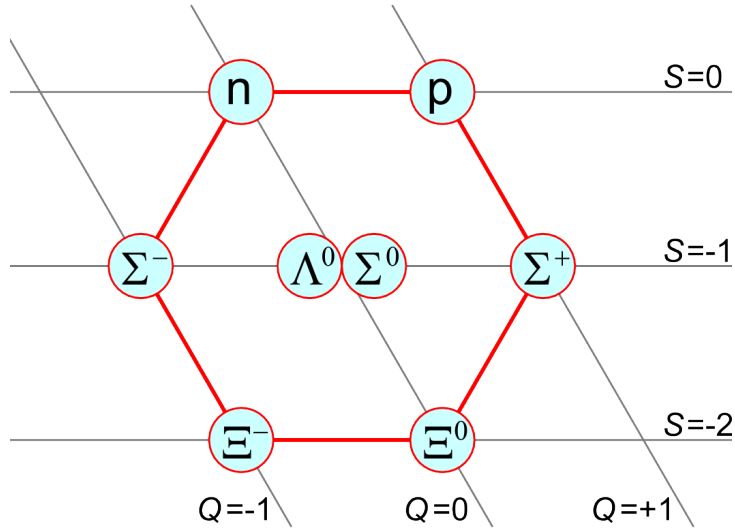


图 2-1 由 u, d, s 夸克组成的基态重子八重态，图源维基百科

Figure 2-1 The ground state octet baryon from u, d, s quarks, from Wikipedia

对于含有重夸克 c, b (以下统称 Q) 的重味强子，利用重夸克对称性能使对强子衰变过程的描述变得简单。重夸克有效理论 (Heavy Quark Effective Theory, HQET) 的发展为重夸克物理提供了强大的工具。这涉及对极限 $m_Q \rightarrow \infty$ 的研究，其中理论以 m_Q^{-1} 的幂展开，能极大地简化一些问题。因此是否具有内秉的重夸克对称性称为衡量不同夸克模型的一个重要标准。

2.1 光前夸克模型

LFQM 是光前形式^[203]下的相对论性组分夸克模型, 最早由 Terent'ev 和 Berestetskii 提出^[204,205], 在介子衰变过程中^[206-217]以及重子半轻和非轻衰变过程中^[218-223]已得到了广泛的研究和应用。在光前形式下, 质量为 m 的粒子的四动量定义为

$$p = (p^-, p^+, p^1, p^2) = (p^-, \tilde{p}) = (p^-, p^+, p_\perp), \quad (2-1)$$

其中 $p^\pm = p^0 \pm p^3$, 这里为方便起见指定 p^3 为纵向动量, $p_\perp = (p^1, p^2)$ 为横向动量。四动量的平方为粒子的不变质量的平方

$$p^- p^+ - p_\perp^2 = m^2 \quad (2-2)$$

对处于静止状态的粒子有

$$p^\pm = m, p_\perp = 0 \quad (2-3)$$

这一点在图 2-2 中即为蓝色双曲线与纵轴的交点。从该点出发, 对粒子作 $\pm \hat{z}$ 方向的 Lorentz boost 即对应着沿着该曲线移动, 而 $p_\perp$ 方向的 boost 则会把粒子动量坐标移动到蓝色曲线上方区域。由此我们可以总结出一个在壳粒子动量的合理取值范围为

$$p^- > 0, p^+ > 0, p^- p^+ \geq m^2, |p_\perp|^2 \geq 0 \quad (2-4)$$

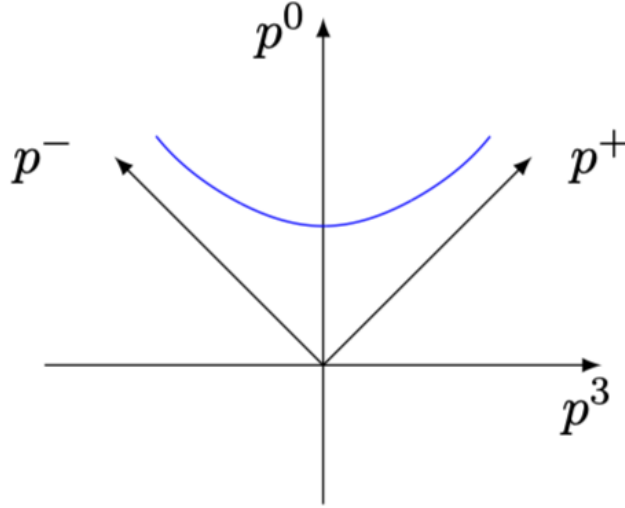


图 2-2 光前形式下允许的动量区域

Figure 2-2 Allowed region for light-front momentum

光前形式下, 对两粒子组成的系统的不变质量定义为

$$\begin{aligned} M_3^2 &= (p_1^- + p_2^-)(p_1^+ + p_2^+) - (p_{1\perp} + p_{2\perp})^2 \\ &= \frac{q_\perp^2}{\xi(1-\xi)} + \frac{m_1^2}{\xi} + \frac{m_2^2}{1-\xi} \end{aligned} \quad (2-5)$$

可以看出这是对单粒子不变质量定义的推广，其中定义了两粒子相对运动变量 $(\xi, q_\perp)$ 为

$$\xi = \frac{p_1^+}{p_1^+ + p_2^+}, \quad q_\perp = (1 - \xi)p_{1\perp} - \xi p_{2\perp}, \quad (2-6)$$

通过定义 q_z 从而定义 $\vec{q} = (q_\perp, q_z)$ ，不变质量还可以写成更为直观的形式

$$M_3 = E_1 + E_2, \quad E_{1/2} = \sqrt{|\vec{q}|^2 + m_{1/2}^2}, \quad \xi = \frac{E_1 + q_z}{E_1 + E_2} \quad (2-7)$$

以上两组运动学变量是等价的，它们之间的转换关系如下

$$q_z = \frac{\xi M_3}{2} - \frac{m_1^2 + q_\perp^2}{2\xi M_3}, \quad M_3 \xi = E_1 + q_z, \quad M_3(1 - \xi) = E_2 - q_z, \quad (2-8)$$

类似地，对于三粒子系统，在两粒子运动学变量的基础上只需额外定义

$$\begin{aligned} M^2 &= (p_1^- + p_2^- + p_3^-)(p_1^+ + p_2^+ + p_3^+) - (p_{1\perp} + p_{2\perp} + p_{3\perp})^2 \\ &= \frac{Q_\perp^2}{\eta(1 - \eta)} + \frac{M_3^2}{\eta} + \frac{m_3^2}{1 - \eta} = (E_{12} + E_3)^2 \end{aligned} \quad (2-9)$$

其中

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{p_1^+ + p_2^+}{p^+}, \quad Q_\perp = (1 - \eta)(p_{1\perp} + p_{2\perp}) - \eta p_{3\perp}. \\ \eta &= \frac{E_{12} + Q_z}{E_{12} + E_3}, \quad E_3 = \sqrt{|\vec{Q}|^2 + m_3^2}, \quad E_{12} = \sqrt{|\vec{Q}|^2 + M_3^2} \end{aligned} \quad (2-10)$$

两组运动学变量 $(\eta, Q_\perp)$ 和 (E_3, Q_z) 之间的转换关系如下

$$Q_z = \frac{\eta M}{2} - \frac{M_3^2 + Q_\perp^2}{2\eta M}, \quad M\eta = E_{12} + Q_z, \quad M(1 - \eta) = E_3 - Q_z. \quad (2-11)$$

本文采用 Dirac 表象下的 γ 矩阵

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \quad (2-12)$$

由此可以得到 Dirac 旋量在光前形式下的表达式^[224,225]

$$\begin{aligned} u(p, \lambda) &= \frac{1}{\sqrt{p^+}} (p^+ + \beta + \alpha_\perp p_\perp) \chi(\lambda), \\ v(p, \lambda) &= \frac{1}{\sqrt{p^+}} (p^+ - \beta m + \alpha_\perp p_\perp) \chi(-\lambda), \end{aligned} \quad (2-13)$$

其中 $\beta = \gamma^0$, $\alpha_\perp = (\gamma^0 \gamma^1, \gamma^0 \gamma^2)$ 。旋量 $\chi(\lambda = \pm 1)$ 的表达式为

$$\chi(\uparrow) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \chi(\downarrow) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (2-14)$$

由此可得

$$u(p, +) = \frac{1}{\sqrt{2p^+}} \begin{pmatrix} p^+ + m \\ p^1 + ip^2 \\ p^+ - m \\ p^1 + ip^2 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad u(p, -) = \frac{1}{\sqrt{2p^+}} \begin{pmatrix} -p^1 + ip^2 \\ p^+ + m \\ p^1 - ip^2 \\ -p^+ + m \end{pmatrix} \quad (2-15)$$

在 LFQM 中, 动量为 P , 自旋为 (S, S_z) 的重子态采用如下方式构造^[226]

$$|B, P, S, S_z\rangle = \int [d^3\tilde{p}] C^{\alpha\beta\gamma} F_{abc} \Psi^{[\lambda]}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3) q_\alpha^{\dagger a}(\tilde{p}_1, \lambda_1) q_\beta^{\dagger b}(\tilde{p}_2, \lambda_2) q_\gamma^{\dagger c}(\tilde{p}_3, \lambda_3) |0\rangle, \quad (2-16)$$

其中 $\Psi^{[\lambda]}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3)$ 表示重子与夸克之间的顶点函数, $C^{\alpha\beta\gamma}(F_{abc})$ 对应于颜色(味道)因子, α, β, γ (a, b, c) 分别是颜色(味道)指标。 $[\lambda]$ 和 $[d^3\tilde{p}]$ 分别表示夸克的光锥自旋 $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ 和光锥三动量积分测度 $d^3\tilde{p}_1 d^3\tilde{p}_2 d^3\tilde{p}_3$, 其中 $d^3\tilde{p}_q = dp_q^+ d^2p_{q\perp}/2/(2\pi)^3$ 。在相等的光锥时间 ($x^+ = 0$) 下, $q_\alpha^{\dagger}(\tilde{p}_q, \lambda_q)$ 的对易关系为

$$\{q_\alpha^{\dagger}(\tilde{p}, \lambda), q_\beta(\tilde{p}', \lambda')\} = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\alpha\beta} \delta^3(\tilde{p} - \tilde{p}'). \quad (2-17)$$

由于光前形式下 $x^+ = 0$ 平面在 Lorentz boost 下保持不变, 因此光前夸克模型中只需要用到等时对易关系。

重子态 (2-16) 中的顶点函数 $\Psi^{[\lambda]}$ 进一步分解为

$$\Psi^{[\lambda]} = 2(2\pi)^3 \frac{1}{\sqrt{P^+}} \delta^3(\tilde{P} - \tilde{p}_1 - \tilde{p}_2 - \tilde{p}_3) \Phi(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3) \Xi^{S, S_z}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3), \quad (2-18)$$

其中 Φ 是夸克的动量分布函数, Ξ^{S, S_z} 表示自旋波函数

$$\Xi^{1/2, \uparrow}(\lambda_u, \lambda_d, \lambda_Q) = \sum_{s_u, s_d, s_Q} \prod_q \langle \lambda_q | R_q^{\dagger} | s_q \rangle \langle \frac{1}{2} s_u, \frac{1}{2} s_d, \frac{1}{2} s_Q | S S_z \rangle, \quad (2-19)$$

其中 R_q 是 Melosh 矩阵, 将夸克从其静止时的自旋本征态转换为具有动量 $\tilde{p}_q$ 的光锥自旋本征态^[225]。 Φ 和 R_q 的形式取决于如何对重子内部的组分夸克的运动进行参数化。在本文的计算中, 我们选择了两夸克簇 (diquark) 方案, 其中前两个夸克彼此耦合。其他耦合方案可以通过排列给出^[222]。由此重子内部的动力学变量可以被定义为:

$$\tilde{P} = \tilde{p}_1 + \tilde{p}_2 + \tilde{p}_3, \quad \xi_3 = \frac{p_1^+}{p_1^+ + p_2^+}, \quad \eta_3 = 1 - \frac{p_3^+}{P^+}, \quad (2-20)$$

$$q_{3\perp} = (1 - \xi_3)p_{1\perp} - \xi_3 p_{2\perp}, \quad Q_{3\perp} = (1 - \eta_3)(p_{1\perp} + p_{2\perp}) - \eta_3 p_{3\perp},$$

其中, $(\xi_3, q_{3\perp})$ 描述两夸克簇系统内部运动, 而 $(\eta_3, Q_{3\perp})$ 则描述两夸克簇与第三夸克之间的相对运动^[227]。系统中的不变质量如下:

$$M_3^2 = \frac{q_{3\perp}^2}{\xi_3(1 - \xi_3)} + \frac{m_1^2}{\xi_3} + \frac{m_2^2}{1 - \xi_3}, \quad (2-21)$$

$$M^2 = \frac{Q_{3\perp}^2}{\eta_3(1 - \eta_3)} + \frac{M_3^2}{\eta_3} + \frac{m_3^2}{1 - \eta_3}.$$

在 LFQM 中, 基态重子内夸克的动量分布函数一般采用高斯型波函数^[118,222,223]。在上述特定的运动学变量定义下

$$\phi_3 \equiv \Phi(\xi_3, q_{3\perp}, \eta_3, Q_{3\perp}) = (\beta_{qq'} \beta_Q \pi)^{-3/2} \sqrt{\frac{\partial q_{3z}}{\partial \xi_3} \frac{\partial Q_{3z}}{\partial \eta_3}} \exp\left(-\frac{\vec{Q}_3^2}{2\beta_Q^2} - \frac{\vec{q}_3^2}{2\beta_{qq'}^2}\right), \quad (2-22)$$

其中 $\beta_{qq'}$ 和 β_Q 分别是两夸克系统内部和两夸克与第三夸克之间的束缚能标, 以下称为形状参数。它们具有质量量纲。动量 q_{3z}, Q_{3z} 以及 $\vec{q}_3, \vec{Q}_3$ 定义为

$$\begin{aligned} q_{3z} &= \frac{\xi_3 M_3}{2} - \frac{m_1^2 + q_{3\perp}^2}{2\xi_3 M_3}, & \vec{q}_3^2 &= q_{3\perp}^2 + q_{3z}^2, \\ Q_{3z} &= \frac{\eta_3 M}{2} - \frac{m_3^2 + Q_{3\perp}^2}{2\eta_3 M}, & \vec{Q}_3^2 &= Q_{3\perp}^2 + Q_{3z}^2. \end{aligned} \quad (2-23)$$

等价地, 也可以选择其他的运动学变量, 由此可以得到动量波函数 $\phi_{1,2}$

$$\phi_{1,2} \equiv \Phi(\xi_{1,2}, q_{1,2\perp}, \eta_{1,2}, Q_{1,2\perp}) = (\beta_{qq'} \beta_Q \pi)^{-3/2} \sqrt{\frac{\partial q_{1,2z}}{\partial \xi_{1,2}} \frac{\partial Q_{1,2z}}{\partial \eta_{1,2}}} \exp\left(-\frac{\vec{Q}_{1,2}^2}{2\beta_Q^2} - \frac{\vec{q}_{1,2}^2}{2\beta_{qq'}^2}\right), \quad (2-24)$$

其中的运动学变量定义为

$$\begin{aligned} q_{1,2z} &= \frac{\xi_{1,2} M_{1,2}}{2} - \frac{m_{2,3}^2 + q_{1,2\perp}^2}{2\xi_{1,2} M_{1,2}}, & \vec{q}_{1,2}^2 &= q_{1,2\perp}^2 + q_{1,2z}^2, \\ Q_{1,2z} &= \frac{\eta_{1,2} M}{2} - \frac{m_{1,2}^2 + Q_{1,2\perp}^2}{2\eta_{1,2} M}, & \vec{Q}_{1,2}^2 &= Q_{1,2\perp}^2 + Q_{1,2z}^2, \end{aligned} \quad (2-25)$$

如果使用积分变量 $(\vec{q}, \vec{Q})$ 而不是 $(\xi_3, q_{3\perp}, \eta_3, Q_{3\perp})$, 根据归一化条件的要求可得

$$\int d\xi_3 d\eta_3 d^2 q_{3\perp} d^2 Q_{3\perp} |\phi_3|^2 = \int d^3 \vec{q}_3 d^3 \vec{Q}_3 \frac{1}{(2\pi\beta_{qq'}\beta_Q)^3} \exp\left(-\frac{\vec{Q}_3^2}{2\beta_Q^2} - \frac{\vec{q}_3^2}{2\beta_{qq'}^2}\right) = 1, \quad (2-26)$$

可见波函数明显是高斯型的。另一方面, 角度依赖性体现在 $\mathbf{R}_i$ 中, 在上述参数化方案下, 重子的自旋和两夸克簇的自旋分别为

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= R_M(\eta, Q_\perp, M_k, M) \mathbf{s}_{ij} + R_M(1 - \eta, -Q_\perp, m_k, M) \mathbf{s}_k \\ \mathbf{s}_{ij} &= R_M(\xi, q_\perp, m_i, M_k) \mathbf{s}_i + R_M(1 - \xi, -q_\perp, m_j, M_k) \mathbf{s}_j \end{aligned} \quad (2-27)$$

其中 $i, j, k = 1, 2, 3$, 由此可得

$$\begin{aligned} R_1 &= R_M(\eta_3, Q_{3\perp}, M_3, M) R_M(\xi_3, q_{3\perp}, m_1, M_3), \\ R_2 &= R_M(\eta_3, Q_{3\perp}, M_3, M) R_M(1 - \xi_3, -q_{3\perp}, m_2, M_3), \\ R_3 &= R_M(1 - \eta_3, -Q_{3\perp}, m_3, M), \end{aligned} \quad (2-28)$$

其中

$$R_M(\xi, q_\perp, m, M) = \frac{m + \xi M - i\vec{\sigma} \cdot (\vec{n} \times \vec{q})}{\sqrt{(m + \xi M)^2 + q_\perp^2}}, \quad (2-29)$$

$\vec{\sigma} = (\sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$ 为 Pauli 矩阵, $\vec{n} = (0, 0, 1)$ 。

在重夸克极限下, LFQM 对重子态的描述可以被进一步化简。以 Λ_Q (Q 表示重夸克) 为例, 其重子态可以被构造为

$$|\Lambda_Q, \uparrow\rangle = \int \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} u_\alpha^\dagger(\tilde{p}_u, \lambda_u) d_\beta^\dagger(\tilde{p}_d, \lambda_d) Q_\gamma^\dagger(\tilde{p}_Q, \lambda_Q) \Psi_Q^{[\lambda]}(\tilde{p}_u, \tilde{p}_d, \tilde{p}_Q) [d^3 \tilde{p}] |0\rangle. \quad (2-30)$$

由于 Λ_Q 中 u 和 d 夸克组成同位旋、自旋单态, 本文将它们记为 $[ud]$ 。通过积掉顶点函数 (2-18) 中的 $\delta^3(\tilde{P} - \tilde{p}_u - \tilde{p}_d - \tilde{p}_Q)$, 可以对方程 (2-30) 和 (2-18) 做如下改写

$$[d^3 \tilde{p}] \rightarrow d^3 \vec{q} d^3 \vec{Q}, \quad \Phi(\tilde{p}_u, \tilde{p}_d, \tilde{p}_Q) \rightarrow \Phi(\vec{q}, \vec{Q}) \quad (2-31)$$

其中

$$\Phi(\vec{q}, \vec{Q}) = \phi_{ud} \phi_{Q[ud]} = (\pi \beta_{ud} \beta_{Q[ud]})^{-3/2} \exp\left(-\frac{\vec{q}^2}{2\beta_{ud}^2} - \frac{\vec{Q}^2}{2\beta_{Q[ud]}^2}\right), \quad (2-32)$$

ϕ_{ud} 和 $\phi_{Q[ud]}$ 分别是 $[ud]$ 和 $(Q, [ud])$ 的波函数, β_{ud} 和 $\beta_{Q[ud]}$ 是相应的形状参数。需要注意的是, 此处将光前三动量投影到瞬时形式, 定义如下

$$\begin{aligned} x_Q &\equiv \frac{p_Q^+}{P^+} = \frac{E_Q - Q_z}{E_{ud} + E_Q}, & Q_\perp &= x_Q(p_{u\perp} + p_{d\perp}) - (1 - x_Q)p_{Q\perp}, \\ y &\equiv \frac{p_u^+}{p_u^+ + p_d^+} = \frac{E_d - q_z}{E_u + E_d}, & q_\perp &= yp_{u\perp} - (1 - y)p_{d\perp}, \end{aligned} \quad (2-33)$$

其中 $E_{u,d} = \sqrt{\vec{q}^2 + m^2}$, $E_Q = \sqrt{\vec{Q}^2 + m_Q^2}$, $E_{ud} = \sqrt{\vec{Q}^2 + (E_u + E_d)^2}$, m 是 LFQM 中 u 和 d 夸克的有效质量。这里的 (x_Q, y) 与公式 (2-20) 中的 (ξ_3, η_3) 存在一定的对应关系, 为避免引起混淆, 这里不再与上文采用相同的符号。

为进一步在重夸克极限下简化问题, 首先由公式 (2-22) 中的高斯型波函数, 我们唯象地给出夸克之间的两体相互作用

$$V_{qq'} = \frac{\beta_{qq'}^4 r^2}{2M_{qq'}}, \quad (2-34)$$

其中 r 是两夸克之间的距离, $M_{qq'}$ 和 $\beta_{qq'}$ 分别是两夸克系统的约化质量和形状参数。利用势能 (2-34) 应该与夸克质量无关的事实, 我们得到

$$\frac{\beta_{Q[ud]}^4}{M_{Q[ud]}} = \frac{\beta_{d[ud]}^4}{M_{d[ud]}} = \frac{\beta_{ud}^4}{m/2} \quad (2-35)$$

其中 $M_{q[ud]}$ 是 q 和 $[ud]$ 的约化有效质量，定义为

$$\frac{1}{M_{q[ud]}} = \frac{1}{m_q} + \frac{1}{E_{di}}. \quad (2-36)$$

方程(2-35)中的第二个等式来自于 Isgur-Karl 模型的假设^[228]。根据该等式，再考虑到 LFQM 对中子 β 衰变的描述只依赖于唯一的无量纲参数 $\beta_{d[ud]}/m$ ，我们可以拟合测得的形状因子比值 $g_A/g_V = -1.275$ ，得到

$$\beta_{d[ud]}/m = 0.952. \quad (2-37)$$

同时方程(2-35)中第一项在重夸克极限下可以展开为

$$\beta_{Q[ud]} = \left(1 - \frac{E_{di}}{4m_Q} + \mathcal{O}(m_Q^{-2})\right) \beta_\infty, \quad \beta_\infty = (1 + E_{di}/m)^{1/4} \beta_{d[ud]}. \quad (2-38)$$

由此我们得到形状参数在重夸克极限下的值 β_∞ 。关于 β_∞ ，文献^[120,121]中直接默认其存在并给出了数值。本文则提供了一个清晰的物理图像解释其存在，并将在后文中给出其合理的取值。

2.2 均匀袋模型

与 LFQM 不同，MIT 袋模型假设强子是一个刚性的“袋子”，袋子内部可以包含夸克、反夸克以及胶子。该模型同时满足了 QCD 两个非常不同的性质，即渐进自由和色禁闭^[229]。一方面，袋子构成了一个不可穿透的无限深势阱，将夸克束缚于其内，其对色场的禁闭类似于超导体的 Meissner 效应；另一方面，袋子内的夸克之间可以被认为没有相互作用，这与 QCD 的渐进自由特性相吻合。在 MIT 袋模型中，重子内的夸克波函数可以表示为^[230]：

$$\phi_{q\uparrow}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} j_0(p_q r) \chi_\uparrow \\ i \frac{p_q}{E_q^k + p_q} j_1(p_q r) \hat{r} \cdot \vec{\sigma} \chi_\uparrow \end{pmatrix} \quad (2-1)$$

其中 $r = |\vec{x}|$ ，袋半径用 R 表示，它具有长度量纲。 $j_{0,1}$ 是球形贝塞尔函数， $E_q^k = \sqrt{p_q^2 + m_q^2}$ ，其中 m_q 和 p_q 分别是夸克的质量和三动量的模， $\chi_\uparrow = (1, 0)^T$ 和 $\chi_\downarrow = (0, 1)^T$ 分别代表自旋向上和自旋向下的夸克自旋波函数。从边界条件可得 p_q 必须满足的量子化条件^[230]

$$\tan(p_q R) = \frac{p_q R}{1 - m_q R + E_q^k R}. \quad (2-2)$$

特别地，在轻夸克极限和重夸克极限下分别有

$$\lim_{m_{u,d} \rightarrow 0} p_{u,d} = \frac{2.043}{R}, \quad \lim_{m_Q \rightarrow \infty} p_Q = \frac{\pi}{R} \left(1 - \frac{1}{2m_Q R}\right), \quad \lim_{m_Q \rightarrow \infty} E_Q^k = m_Q + \frac{\pi^2}{2m_Q R^2}, \quad (2-3)$$

该式的精度为 $\mathcal{O}(m_Q^{-2}R^{-2})$ 。值得注意的是，在重夸克极限下， E_Q^k 不包含零阶修正项，其一阶修正项对应于非相对论极限下重夸克的动能项。将方程(2-3)代入袋波函数，可得重夸克极限下的波函数

$$\phi_Q(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \left(j_0(\pi r/R) - \frac{\pi r}{2R^2 m_Q} j_1(\pi r/R) \right) \chi \\ i \frac{\pi}{2m_Q R} j_1(\pi r/R) \hat{r} \cdot \vec{\sigma} \chi \end{pmatrix}. \quad (2-4)$$

另一方面，在重夸克极限下，重子的质量为

$$M_Q = \frac{Z_0}{R} + \frac{4\pi}{3} R^3 B_0^4 + E_I + \sum_q E_q^k, \quad (2-5)$$

其中 Z_0 和 B_0 分别是与重子零点能和袋体积能相关的参数， E_I 是相互作用能。本文在计算 Isgur-Wise 函数时没有包括夸克间的相互作用修正，因此为了保持一致性，此处采用 $E_I = 0$ ，这是本文误差的主要来源。袋半径 R 一般由下式确定

$$\frac{\partial M_Q}{\partial R} = 0. \quad (2-6)$$

结合方程(2-3)，我们得到

$$\frac{\partial M_Q}{\partial R} = 4\pi R^2 B_0^4 - (Z_0 + 4.086)/R^2 = 0. \quad (2-7)$$

在文献^[230]中有两组袋参数，分别为

$$(Z_0, B_0) = (1.84, 0.145 \text{ GeV}), (1.95, 0.125 \text{ GeV}), \quad (2-8)$$

从它们出发，我们可以得到重夸克极限下，轻夸克系统能量 $\bar{\Lambda}$ 和袋半径 R 的两组可能取值

$$(\bar{\Lambda}, R^{-1}) = (0.665, 0.223), (0.554, 0.195) \text{ GeV}. \quad (2-9)$$

尽管 MIT 袋模型成功地解释了大多数低能重子的质量谱，但在衰变中应用起来却很困难，特别是在考虑到反冲效应（转移动量依赖性）时。这可以归因为 MIT 袋模型中构造的重子态是局域的。根据海森堡不确定性原理，这样的重子态不是动量的本征态。这被称为质心运动问题，已经在文献^[116]中得到了解决。其中局域的袋子被均匀分布在整个三维空间，重子态由无限多个袋子的线性叠加得到。与 MIT 袋模型相区别，修正后的袋模型具有空间平移不变性，因此被称为各向同性袋模型 (HBM)。研究表明，在 HBM 中，中子 β 衰变中的轴矢流形状因子较 MIT 袋模型增加了 20%^[117]，变为 $g_A = 1.31$ ，这与实验值 $g_A = 1.275$ 更加接近。另一方面，在重味守恒衰变中，质心运动问题被确定为四夸克算符矩阵元被低估的原因^[231]。

下面以 Λ_Q 重子为例介绍 HBM 重子态的构造。静止的重子态为

$$|\Lambda_Q, \uparrow\rangle = \int \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} d_{a\alpha}^\dagger(\vec{x}_d) u_{b\beta}^\dagger(\vec{x}_u) Q_{c\gamma}^\dagger(\vec{x}_Q) \Psi_{A_1(duQ)}^{abc}(\vec{x}_d, \vec{x}_u, \vec{x}_Q) [d^3\vec{x}] |0\rangle, \quad (2-10)$$

其中 $\alpha, \beta, \gamma(a, b, c)$ 表示颜色 (Dirac 旋量) 指标, ϵ 是完全反对称张量。 $[d^3\vec{x}] = d^3\vec{x}_d d^3\vec{x}_u d^3\vec{x}_Q$, $q^\dagger$ 是夸克的场算符, 满足如下反对易关系

$$\{q_{a\alpha}^\dagger(\vec{x}), q_{b\beta}(\vec{x}')\} = \delta_{ab}\delta_{\alpha\beta}\delta^3(\vec{x} - \vec{x}'), \quad (2-11)$$

其中 $q \in \{u, d, Q\}$, 在本文中, $q^\dagger(\vec{x}) = q^\dagger(t=0, \vec{x})$ 。袋子内部夸克的空间-自旋波函数为

$$\begin{aligned} \Psi_{A_\uparrow(duQ)}^{abc}(\vec{x}_d, \vec{x}_u, \vec{x}_Q) = & \frac{N_Q}{\sqrt{2}} \int \left[\phi_{d\uparrow}^a(\vec{x}_d - \vec{x}_\Delta) \phi_{u\downarrow}^b(\vec{x}_u - \vec{x}_\Delta) \right. \\ & \left. - \phi_{d\downarrow}^a(\vec{x}_d - \vec{x}_\Delta) \phi_{u\uparrow}^b(\vec{x}_u - \vec{x}_\Delta) \right] \phi_{Q\uparrow}^c(\vec{x}_Q - \vec{x}_\Delta) d^3\vec{x}_\Delta, \end{aligned} \quad (2-12)$$

其中 N_Q 是归一化常数。 $\phi_{q\uparrow}(\vec{x}_q - \vec{x}_\Delta)$ 表示袋子中心处于 $\vec{x}_\Delta$ 时的夸克波函数。通过对 $d^3\vec{x}_\Delta$ 的积分, 很容易看出袋子在三维空间中是均匀分布的。显然, 当我们去掉 $d^3\vec{x}_\Delta$ 的积分时, HBM 将回到 MIT 袋模型的情况。

为了得到一个具有非零动量的重子态, 对方程(2-10)进行 Lorentz 变换。产生算符的变换规则为

$$U_v q_{a\alpha}^\dagger(x^\mu) U_v^{-1} = (S_v)_{ab} q_{ab}^\dagger \left((\Lambda_v^{-1})^\mu{}_\nu x^\nu \right), \quad (2-13)$$

其中 U_v 、 S_v 和 Λ_v 分别是态、Dirac 旋量和坐标的 Lorentz 变换算符。为了方便起见, 将 Lorentz 变换沿着 $\hat{z}$ 方向进行,

$$S_{\pm v} = \begin{pmatrix} a_+ & \pm a_- \sigma_3 \\ \pm a_- \sigma_3 & a_+ \end{pmatrix}, \quad S_{\pm v}^2 = \begin{pmatrix} \gamma & \pm \gamma v \sigma_3 \\ \pm \gamma v \sigma_3 & \gamma \end{pmatrix}, \quad (2-14)$$

其中 $a_\pm = \sqrt{(\gamma \pm 1)/2}$, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$ 。

从方程(2-13)可以看出, 即使从 $t=0$ 开始, 夸克态依然会依赖于时间 t 。这是因为 $t=0$ 平面在 Lorentz 变换下不是不变的。因此, 对于由 Lorentz boost 得到的状态, 必须计算不等时反对易关系, 这不能以微扰方式处理。为了解决这个问题, 本文假设袋模型中夸克态处于定态, 即始终为能量本征态。由此在方程(2-12)中可以进行如下替换

$$q_{a\alpha}^\dagger(\vec{x}) = e^{-iE_q t} q_{a\alpha}^\dagger(t, \vec{x}), \quad (2-15)$$

其中 E_q 是夸克的能量。 E_q 的合理范围是

$$\frac{1}{3} M_N < E_q < E_q^k + \frac{1}{3} (E_0 + E_v), \quad (2-16)$$

其中 M_N 是中子质量, E_0 和 E_v 是来自袋的零点能和真空能, 它们均匀分配给夸克。在袋模型中, 方程(2-16)是不确定性的主要来源。

经过一些代数运算, 我们得到^[117]

$$\Psi^{abc}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) \xrightarrow{v} (S_v)_{aa'} (S_v)_{bb'} (S_v)_{cc'} \Psi^{a'b'c'}(\vec{x}_1^v, \vec{x}_2^v, \vec{x}_3^v), \quad (2-17)$$

其中 $\vec{x}^v = (x, y, \gamma z)$ 。从归一化条件

$$\langle \Lambda_Q, \vec{p}' | \Lambda_Q \vec{p} \rangle = u^\dagger u (2\pi)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}'), \quad (2-18)$$

我们得到

$$\frac{\bar{u}u}{N_Q^2} = \int d^3\vec{x}_\Delta \prod_q \int \phi_q^\dagger(\vec{x}_q^+) \phi_q(\vec{x}_q^-) d^3\vec{x}_q, \quad (2-19)$$

其中 $\vec{x}_q^\pm = \vec{x}_q \pm \vec{x}_\Delta/2$ ，并且使用了 $\sum_q E_q = M_Q$ 。

为了方便说明，本文采用 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+$ 的过程来说明 HBM 的重夸克极限。我们采用 Breit 参考系，使得 Λ_b^0 和 Λ_c^+ 有相反的速度。整理方程 (2-10)、(2-11) 和 (2-17)，我们发现

$$\langle \Lambda_c^+(\vec{v}) | c^\dagger \Gamma b(0) | \Lambda_b^0(-\vec{v}) \rangle = N_c N_b \int d^3\vec{x}_\Delta \Gamma_{cb}(\vec{x}_\Delta) \prod_l D_l^v(\vec{x}_\Delta), \quad (2-20)$$

以及

$$\begin{aligned} \Gamma_{cb}(\vec{x}_\Delta) &= \int d^3\vec{x} \phi_c^\dagger\left(\vec{x} + \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta\right) S_v \Gamma S_{-v} \phi_b\left(\vec{x} - \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta\right) e^{2iE_{\text{di}}\vec{v}\cdot\vec{x}}, \\ D_l^v(\vec{x}_\Delta) &= \frac{1}{\gamma} \int d^3\vec{x} \phi_l^\dagger\left(\vec{x} + \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta\right) \phi_l\left(\vec{x} - \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta\right) e^{-2iE_l\vec{v}\cdot\vec{x}}, \end{aligned} \quad (2-21)$$

其中 Γ 是任意的 Dirac 矩阵， $E_{\text{di}} = E_u + E_d$ ， $\omega = \gamma^2(1 + v^2)$ ， $l = u, d$ 。一般来说， Γ_{cb} 和 D_l^v 会是夸克质量和袋子半径的函数。为了检验 HBM 的重夸克极限，本文取 $\vec{v} \rightarrow 0$ ，并对关于 M_Q 的公式进行泰勒展开

$$\frac{1}{N_\infty^2} = 16\pi^2 \int (D_l^0(r_\Delta))^2 r_\Delta^2 dr_\Delta \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\Delta^2/4}} d\rho \rho \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\Delta^2/4 - r_\Delta/2}} dz j_0^+ j_0^-, \quad (2-22)$$

其中 $j_{0,1}^\pm = j_{0,1}(\pi r_\pm/R)$ ， $r_\pm = |\vec{x} \pm \vec{x}_\Delta/2|$ ， $r_\Delta = |\vec{x}_\Delta|$ 。此外，当 $m_{u,d} \rightarrow 0$ 时，我们得到

$$D_l^0(r_\Delta) = 4\pi \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\Delta^2/4}} d\rho \rho \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\Delta^2/4 - r_\Delta/2}} dz [l_0^+ l_0^- + (r^2 - r_\Delta^2/4) l_1^+ l_1^-], \quad (2-23)$$

其中 $l_{0,1}^\pm = j_{0,1}(2.043r_\pm/R)$ 。从方程 (2-21)，积分被指数函数的振荡所压低，这些振荡强烈依赖于 E_q 。然而，在 $\vec{v} = 0$ 的极限下，这种压低效应会消失，同时会消除 E_q 取值的不确定性。因此，重夸克展开的参数 $b_{1,2}$ 不受 E_q 不确定性的污染。

第3章 底重子物理

本章集中考虑底重子弱衰变物理，并采用 LFQM 和 HBM 对相应的过程进行计算。第一节研究反三重态底重子到八重态重子的弱辐射衰变过程，采用 LFQM 和 $SU(3)_F$ 味对称性进行研究；第二节通过对 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 半轻衰变的研究，对两种夸克模型在重夸克极限下的性质进行研究；第三节研究了底重子的非轻衰变，利用末态到 D 介子的级联衰变过程，探讨了在 LHCb 探测器上精确测量 CKM 相角 γ 的可能性。

3.1 底重子弱辐射衰变

在本节中，我们考虑反三重态底重子到八重态重子的弱辐射衰变过程 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ ，其对应的夸克跃迁过程为 $b \rightarrow s(d)\gamma$ 。以 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ 为例，重子层面相应跃迁过程如图 3-1 所示。本文将忽略来自 W -交换图的贡献，因为它们被 CKM 矩阵元压低了。该过程的有效哈密顿量由以下公式给出^[232]：

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}(b \rightarrow f\gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{e}{4\pi^2} V_{if}^* V_{tb} C_{7\gamma}^{\text{eff}}(\mu_b) m_b [\bar{f} i\sigma^{\mu k} (1 + \gamma^5) b] A_\mu, \quad (3-1)$$

其中 $f = s, d$, $\sigma^{\mu k} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) k_\nu$ ，而 $C_{7\gamma}^{\text{eff}}(\mu_b)$ 对应于能标为 μ_b 处的有效 Wilson 系数。

通过用初态和末态的重子态夹取 $\mathcal{H}_{\text{eff}}$ ，可以获得衰变振幅如下：

$$\mathcal{M}(\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{e}{4\pi^2} V_{if}^* V_{tb} C_{7\gamma}^{\text{eff}}(\mu_b) m_b \langle \mathbf{B}_n | \bar{f} i\sigma^{\mu k} (1 + \gamma^5) b | \mathbf{B}_b \rangle \epsilon_\mu. \quad (3-2)$$

上述矩阵元可以用张量形状因子参数化为：

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{B}_n | \bar{f} i\sigma^{\mu k} b | \mathbf{B}_b \rangle &= \bar{u}_{\mathbf{B}_n} \left[f_1^{\text{TV}}(k^2)(\gamma^\mu k^2 - k^\mu \not{k})/M_{\mathbf{B}_b} - f_2^{\text{TV}}(k^2) i\sigma^{\mu k} \right] u_{\mathbf{B}_b}, \\ \langle \mathbf{B}_n | \bar{f} i\sigma^{\mu k} \gamma^5 b | \mathbf{B}_b \rangle &= \bar{u}_{\mathbf{B}_n} \left[f_1^{\text{TA}}(k^2)(\gamma^\mu k^2 - k^\mu \not{k})/M_{\mathbf{B}_b} - f_2^{\text{TA}}(k^2) i\sigma^{\mu k} \right] \gamma^5 u_{\mathbf{B}_b}. \end{aligned} \quad (3-3)$$

其中形状因子的上标 T 表示张量，V 表示矢量流，A 表示轴矢流。 $u_{\mathbf{B}_{b(n)}}$ 表示 $\mathbf{B}_{b(n)}$ 的 Dirac 旋量， $M_{\mathbf{B}_b}$ 表示反三重态底重子质量， k^μ 是初态和末态之间的动量转移。在弱辐射衰变中， $k^2 = 0$ ，且光子的横向极化要求 $k^\mu \epsilon_\mu = 0$ 。由此可见 $f_1^{\text{TV}}(k^2)$ 和 $f_1^{\text{TA}}(k^2)$ 的贡献在该过程中可被忽略。因此，衰变宽度如下：

$$\Gamma(\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma) = \frac{\alpha_{\text{em}}}{64\pi^4} G_F^2 m_b^2 M_{\mathbf{B}_b}^3 |V_{if}^* V_{tb}|^2 (C_{7\gamma}^{\text{eff}})^2 \left(1 - \frac{M_{\mathbf{B}_n}^2}{M_{\mathbf{B}_b}^2} \right)^3 (|f_2^{\text{TV}}|^2 + |f_2^{\text{TA}}|^2). \quad (3-4)$$

其中 $\alpha_{\text{em}} = e^2/4\pi$ 是电磁相互作用的精细结构常数。

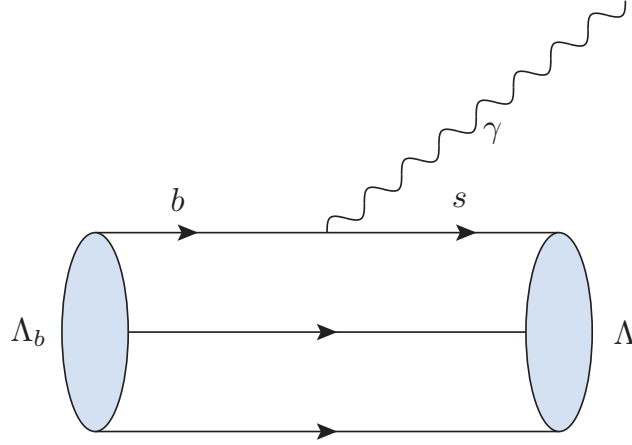

 图 3-1 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ 衰变夸克图

 Figure 3-1 The quark diagram of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$

要计算形状因子 $f_2^{\text{TV,TA}}(k^2)$ ，需要用到重子波函数。本文采用在第2.1节中介绍的 LFQM。这里以 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ 为例计算形状因子，其他反三重态底重子的衰变过程稍作修改就可以得到。形状因子可以通过以下方式提取出来

$$\begin{aligned} f_2^{\text{TV}} &= \frac{1}{4P^+} \langle \Lambda, P', \uparrow | \bar{f} i \sigma^{R+} b | \Lambda_b, P, \downarrow \rangle, \\ f_2^{\text{TA}} &= -\frac{1}{4P^+} \langle \Lambda, P', \uparrow | \bar{f} i \sigma^{R+} \gamma_5 b | \Lambda_b, P, \downarrow \rangle, \end{aligned} \quad (3-5)$$

其中 $\sigma^{R+} = i(\gamma^R \gamma^+ - \gamma^+ \gamma^R)/2$, $\gamma^R = \gamma^1 + i\gamma^2$, $\gamma^+ = \gamma^0 + \gamma^3$ 。本文选取 $k^+ = 0$ ，这种特定的参考系经常被用来避免零模图的贡献^[233-237]。相关研究已经证明，这些零模图对矢量形状因子的贡献在 $k^+ \rightarrow 0$ 时消失^[118,206]。在本文中，我们假设该结论对张量形状因子依然成立，并根据计算结果与实验数据的对比来检验该假设。

在本文中，由于两夸克簇 (diquark) 被视为有效粒子，它们应该具有确定的角动量。对于 Λ 和 Σ^0 ， (u, d) 对将形成 $J = 0$ 和 $J = 1$ 的态，而 (u, s) 和 (d, s) 对将是 $J = 0$ 和 $J = 1$ 的混合态。因此，我们选择 (u, d) 对来形成两夸克簇。这种构建重子波函数的方式会破坏 SU(3) 味道对称性，因为它不允许在 Λ 或 Σ 中有如 (u, s) 或 (d, s) 这样的两夸克簇。这种破坏效应嵌入在重子八重态的表达式中，因为 Λ 和 Σ 重子被认为只遵守同位旋对称性而不是 U -自旋或 V -自旋对称性。由此给出 $\mathbf{B}_b$ 和 $\mathbf{B}_n$ 的动量-自旋-味波函数如下

$$\begin{aligned}
 |\Xi_b^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [\phi_3 \chi^{\rho^3}(|dsb\rangle - |sdb\rangle) + \phi_2 \chi^{\rho^2}(|dbs\rangle - |sbd\rangle) + \phi_1 \chi^{\rho^1}(|bds\rangle - |bsd\rangle)], \\
 |\Xi_b^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [\phi_3 \chi^{\rho^3}(|usb\rangle - |sub\rangle) + \phi_2 \chi^{\rho^2}(|ubs\rangle - |sbu\rangle) + \phi_1 \chi^{\rho^1}(|bus\rangle - |bsu\rangle)], \\
 |\Lambda_b^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [\phi_3 \chi^{\rho^3}(|udb\rangle - |dub\rangle) + \phi_2 \chi^{\rho^2}(|ubd\rangle - |dbu\rangle) + \phi_1 \chi^{\rho^1}(|bud\rangle - |bdu\rangle)],
 \end{aligned} \tag{3-6}$$

$$\begin{aligned}
 |p\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} \phi [\chi^{\lambda^3} |uud\rangle + \chi^{\lambda^2} |udu\rangle + \chi^{\lambda^1} |duu\rangle], \\
 |n\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{3}} \phi [\chi^{\lambda^3} |ddu\rangle + \chi^{\lambda^2} |dud\rangle + \chi^{\lambda^1} |udd\rangle], \\
 |\Xi^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\phi_3 \chi^{\lambda^3} |ssu\rangle + \phi_2 \chi^{\lambda^2} |sus\rangle + \phi_1 \chi^{\lambda^1} |uss\rangle], \\
 |\Xi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\phi_3 \chi^{\lambda^3} |ssd\rangle + \phi_2 \chi^{\lambda^2} |sds\rangle + \phi_1 \chi^{\lambda^1} |dss\rangle], \\
 |\Sigma^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\phi_3 \chi^{\lambda^3} |uus\rangle + \phi_2 \chi^{\lambda^2} |usu\rangle + \phi_1 \chi^{\lambda^1} |suu\rangle], \\
 |\Sigma^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\phi_3 \chi^{\lambda^3} |dds\rangle + \phi_2 \chi^{\lambda^2} |dsd\rangle + \phi_1 \chi^{\lambda^1} |sdd\rangle],
 \end{aligned} \tag{3-7}$$

$$\begin{aligned}
 |\Sigma^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [\phi_3 \chi^{\lambda^3}(|uds\rangle + |dus\rangle) + \phi_2 \chi^{\lambda^2}(|usd\rangle + |dsu\rangle) + \phi_1 \chi^{\lambda^1}(|sud\rangle + |sdu\rangle)], \\
 |\Lambda\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [\phi_3 \chi^{\rho^3}(|uds\rangle - |dus\rangle) + \phi_2 \chi^{\rho^2}(|usd\rangle - |dsu\rangle) + \phi_1 \chi^{\rho^1}(|sud\rangle - |sdu\rangle)].
 \end{aligned} \tag{3-8}$$

这里，自旋波函数定义为

$$\begin{aligned}
 \chi_{\uparrow}^{\rho^3} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle), & \chi_{\downarrow}^{\rho^3} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle), \\
 \chi_{\uparrow}^{\rho^2} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle), & \chi_{\downarrow}^{\rho^2} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle), \\
 \chi_{\uparrow}^{\rho^1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle), & \chi_{\downarrow}^{\rho^1} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle),
 \end{aligned} \tag{3-9}$$

$$\begin{aligned}
 \chi_{\uparrow}^{\lambda^3} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(2|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle), & \chi_{\downarrow}^{\lambda^3} &= -\frac{1}{\sqrt{6}}(2|\downarrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle), \\
 \chi_{\uparrow}^{\lambda^2} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(2|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle), & \chi_{\downarrow}^{\lambda^2} &= -\frac{1}{\sqrt{6}}(2|\downarrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle), \\
 \chi_{\uparrow}^{\lambda^1} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(2|\downarrow\uparrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\uparrow\downarrow\rangle), & \chi_{\downarrow}^{\lambda^1} &= -\frac{1}{\sqrt{6}}(2|\uparrow\downarrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle)
 \end{aligned} \tag{3-10}$$

对 $|\Lambda_b\rangle$ 到 $|\Lambda\rangle$ 的跃迁, 从波函数中可以看出存在 6 个对应项, 分别是

$$\begin{aligned} |udb\rangle &\rightarrow |uds\rangle, |dbu\rangle \rightarrow |dsu\rangle, |bud\rangle \rightarrow |sud\rangle, \\ |dub\rangle &\rightarrow |dus\rangle, |ubd\rangle \rightarrow |usd\rangle, |bdu\rangle \rightarrow |sdu\rangle. \end{aligned} \quad (3-12)$$

其中的第一项对形状因子的贡献为

$$\begin{aligned} (f_2^{\text{TV}})_{udb \rightarrow uds} &= \frac{1}{4P^+} \int d\xi_3 d\eta_3 d^2 q_{3\perp} d^2 Q_{3\perp} \phi'_3 \phi_3 F_{uds} F_{udb} \\ &\times \sum_{\lambda'_i, \lambda_i} \Xi^{\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}}(\lambda'_i)^\dagger \delta_{\lambda'_1 \lambda_1} \delta_{\lambda'_2 \lambda_2} (O_3^{\text{TV}})_{\lambda'_3 \lambda_3} \Xi^{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(\lambda_i), \end{aligned} \quad (3-13)$$

跃迁算符 $O_3^{\text{TV,TA}}$ 可以被进一步简化为

$$\begin{aligned} (O_3^{\text{TV}})_{\lambda'_3 \lambda_3} &= \frac{1}{1-\eta} \bar{u}(\vec{p}_3' \lambda'_3) i\sigma^{R+u}(\vec{p}_3 \lambda_3) = -4P^+(\sigma^R)_{\lambda'_3 \lambda_3}, \\ (O_3^{\text{TA}})_{\lambda'_3 \lambda_3} &= \frac{1}{1-\eta} \bar{u}(\vec{p}_3' \lambda'_3) i\sigma^{R+} \gamma_5 u(\vec{p}_3 \lambda_3) = 4P^+(\sigma^R)_{\lambda'_3 \lambda_3}, \end{aligned} \quad (3-14)$$

其中 $F_{uds} = F_{udb} = 1/\sqrt{6}$, $O_3^{\text{TV,TA}}$ 描述了夸克水平上的 $b \rightarrow s$ 转换, 注意本文采用 $\sigma^R = (\sigma^1 + i\sigma^2)/2$ 。由于对初末态重子内部的运动学采用了相同的参数化方案, 可以得到相应运动学变量之间的关系如下

$$\xi'_3 = \xi_3, q'_{3\perp} = q_{3\perp}, \eta'_3 = \eta_3, Q'_{3\perp} = Q_{3\perp} + \eta_3 k_\perp. \quad (3-15)$$

初态和末态重子的自旋波函数可以表示为 Melosh 矩阵元

$$\Xi^{\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}}(\lambda'_i)^\dagger = \sum_{\chi_\uparrow^{\rho_3}} \prod_{i=1}^3 \langle s'_i | R'_i | \lambda'_i \rangle, \quad \Xi^{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(\lambda_i) = \sum_{\chi_\downarrow^{\rho_3}} \prod_{i=1}^3 \langle \lambda_i | R_i^\dagger | s_i \rangle. \quad (3-16)$$

将上述公式结合在一起可得

$$\begin{aligned} (f_2^{\text{TV}})_{udb \rightarrow uds} &= -\frac{1}{6} \int d\xi_3 d\eta_3 d^2 q_{3\perp} d^2 Q_{3\perp} \phi'_3 \phi_3 \\ &\times \sum_{\chi_\uparrow^{\rho_3}, \chi_\downarrow^{\rho_3}} \prod_{i=1,2} \langle s'_i | R'_i \cdot R_i^\dagger | s_i \rangle \langle s'_3 | R'_3 \cdot \sigma^R \cdot R_3^\dagger | s_3 \rangle. \end{aligned} \quad (3-17)$$

类似地, 可以得到 f_2^{TA}

$$\begin{aligned} (f_2^{\text{TA}})_{udb \rightarrow uds} &= -\frac{1}{6} \int d\xi_3 d\eta_3 d^2 q_{3\perp} d^2 Q_{3\perp} \phi'_3 \phi_3 \\ &\times \sum_{\chi_\uparrow^{\rho_3}, \chi_\downarrow^{\rho_3}} \prod_{i=1,2} \langle s'_i | R'_i \cdot R_i^\dagger | s_i \rangle \langle s'_3 | R'_3 \cdot \sigma^R \cdot R_3^\dagger | s_3 \rangle. \end{aligned} \quad (3-18)$$

通过费米统计的置换对称性, 很容易看出方程(3-12)中的 6 项对形状因子给出完全相同的贡献。因此, 重子之间的跃迁形状因子为

$$\begin{aligned} (f_2^{\text{TV}})_{\Lambda_b \rightarrow \Lambda} &= (f_2^{\text{TA}})_{\Lambda_b \rightarrow \Lambda} = - \int d\xi_3 d\eta_3 d^2 q_{3\perp} d^2 Q_{3\perp} \phi'_3 \phi_3 \\ &\times \sum_{\chi_\uparrow^{\rho_3}, \chi_\downarrow^{\rho_3}} \prod_{i=1,2} \langle s'_i | R'_i \cdot R_i^\dagger | s_i \rangle \langle s'_3 | R'_3 \cdot \sigma^R \cdot R_3^\dagger | s_3 \rangle, \end{aligned} \quad (3-19)$$

值得一提的是等式

$$f_2^{\text{TV}} = f_2^{\text{TA}} \quad (3-20)$$

只在 $k^2 = 0$ 时成立。这个结果也与参考文献^[69,73] 中的结果一致。

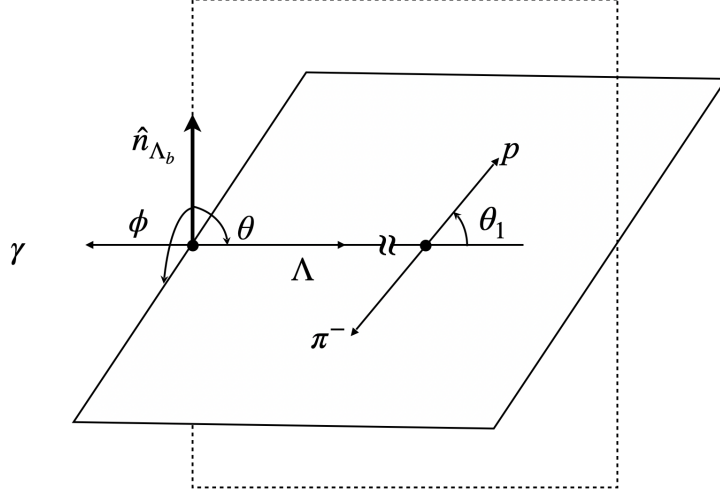


图 3-2 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)\gamma$ 中 $D(\vec{\Omega})$ 的角度示意图

Figure 3-2 Angles in $D(\vec{\Omega})$ for $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)\gamma$

f_2^{TV} 和 f_2^{TA} 在 $k^2 = 0$ 时的等价性可以从价夸克的层面理解。在夸克模型中, Λ 重子的自旋由其中的 s 夸克决定, 因此 Λ 必然与左手的 s 夸克具有相同的螺旋度。这带来的一个直接结果是

$$H_+ = 0, \quad (3-21)$$

其中 $H_{+(-)}$ 对应于下标表示 Λ 自旋的螺旋度振幅。方程(3-21)已经足够分析衰变角分布了, 不需要其他任何数值计算。对于 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)\gamma$, 角度依赖性给出如下^[60,73]

$$D(\Omega) \equiv \frac{1}{8\pi} \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial^3 \Gamma}{\partial \cos \theta \partial \cos \theta_1 \partial \phi} = 1 - P_b \alpha_\Lambda \cos \theta \cos \theta_1 - P_b P_L \cos \theta + \alpha_\Lambda P_L \cos \theta_1, \quad (3-22)$$

其中 P_b 与 Λ_b 的极化有关, α_Λ 是 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 的上下不对称参数, 可以通过实验确定^[148], 角度的定义如图3-2所示, 在其中 $\hat{n}_{\Lambda_b}$ 是 Λ_b 的极化方向。对于 $b \rightarrow s(d)\gamma$, 纵向极化定义如下:

$$P_L \equiv \frac{|H_+^2| - |H_-^2|}{|H_+^2| + |H_-^2|} = -1 + \mathcal{O}(m_{s(d)}^2/m_b^2), \quad (3-23)$$

第二个等式来自方程(3-21)。值得注意的是, 由于角动量守恒, 该过程的角分布与 ϕ 无关。与衰变到赝标量介子的过程 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \mathbf{P}$ 不同, 其中上下不对称参数 α_b 定义为

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial \cos \theta} \propto 1 + P_b \alpha_b \cos \theta = 1 - P_b P_L \cos \theta, \quad (3-24)$$

注意到 α_b 的符号与 P_L 相反。这是因为光子是自旋为 1 且横向极化的粒子。

下面给出本工作的理论输入与数值结果。对于 CKM 矩阵元，本文采用了 Wolfenstein 参数化形式，给出如下：

$$\lambda = 0.22650 \pm 0.00048, \quad A = 0.790_{-0.012}^{+0.017}, \quad \rho = 0.141_{-0.017}^{+0.016}, \quad \eta = 0.357 \pm 0.011, \quad (3-25)$$

数值引用自 PDG^[29]。

$$C_{7\gamma}^{(0)eff}(\mu_b) = \eta^{16/23} C_{7\gamma}^{(0)}(\mu_W) + \frac{8}{3}(\eta^{14/23} - \eta^{16/23}) C_{8g}^{(0)}(\mu_W) + C_2^{(0)}(\mu_W) \sum_{i=1}^8 h_i \eta^{a_i} \quad (3-26)$$

其中 a_i 和 h_i 的取值为

$$\begin{aligned} a_i &= \left(\frac{14}{23}, \frac{16}{23}, \frac{6}{23}, -\frac{12}{23}, 0.4086, -0.4230, -0.8994, 0.1456 \right) \\ h_i &= \left(2.2996, -1.0880, -\frac{3}{7}, -\frac{1}{14}, -0.6494, -0.0380, -0.0186, -0.0057 \right) \end{aligned} \quad (3-27)$$

η 和 $\alpha_s(x)$ 分别为

$$\eta = \frac{\alpha_s(\mu_W)}{\alpha_s(\mu_b)}, \quad \alpha_s(x) = \frac{\alpha_s(m_Z)}{1 - \beta_0 \frac{\alpha_s(m_Z)}{2\pi} \ln\left(\frac{m_Z}{x}\right)}, \quad (3-28)$$

其中 $\beta_0 = \frac{23}{3}$, $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ 在标准模型中，上述系数的值为^[238]：

$$\begin{aligned} C_2^{(0)}(\mu_W) &= 1, \\ C_{7\gamma}^{(0)}(\mu_W) &= \frac{-8x^3 - 5x^2 + 7x}{24(x-1)^3} + \frac{3x^3 - 2x^2}{4(x-1)^4} \ln x, \\ C_{8g}^{(0)}(\mu_W) &= \frac{-x^3 + 5x^2 + 2x}{8(x-1)^3} - \frac{3x^2}{4(x-1)^4} \ln x, \end{aligned} \quad (3-29)$$

其中 $x = x_t = \frac{m_t^2}{m_W^2}$ 。本文取 $C_{7\gamma}^{eff}(\mu_b = 5.09 \text{ GeV}) = -0.303$ 。

在这部分工作中用到的形状参数 $\beta_{q_I q_I'}$ 和 β_{Q_b} 来自文献^[223]，其中 β_{Q_b} 对所有的 $\mathbf{B}_b$ 是相同的，这是重夸克对称性导致的。 β_{sq_I} 和 β_{ss} 的数值比 $\beta_{q_I q_I'}$ 稍大，因为 s 夸克比 u 和 d 更重，导致两夸克系统较小。本文将 β_{sq_I} 和 β_{ss} 作为 $\mathbf{B}_n$ 的形状参数 β_Q 。以 Ξ^0 为例，两夸克系统由 u 和 s 组成，所以有 $\beta_{qq'} = \beta_{sq_I}$ 和 $\beta_Q = \beta_{ss}$ 。本文的形状因子的数值结果列在表3-2中，其中第二行中的 Ξ_b 和 Ξ 分别表示 Ξ_b^0 和 Ξ^0 ，或 Ξ_b^- 和 Ξ^- 。

为了检验在 LFQM 中的结果，本文还基于 $SU(3)_F$ 味道对称性进行了研究。在 $SU(3)_F$ 对称性下，基态八重态重子和反三重态底重子的波函数分别具有相同的空间分布。因此，通过在 $\mathbf{B}_b$ 中用 $s(d)$ 夸克替换 b 夸克，并将得到的自旋-味道

表 3-1 LFQM 中重子波函数的理论输入, 单位 GeV

Table 3-1 Theoretical Inputs for the baryon wave functions of the LFQM in the unit of GeV

m_u	m_d	m_s	m_b	$\beta_{q_I q'_I}$	β_{sq_I}	β_{ss}	β_{Q_b}
0.26	0.26	0.31	4.88	0.365	0.373	0.377	0.601

表 3-2 $B_b \rightarrow B_n \gamma$ 的形状因子Table 3-2 Form Factors of $B_b \rightarrow B_n \gamma$

衰变道	f_2^{TV}	衰变道	f_2^{TV}
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$	-0.123	$\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	-0.096
$\Xi_b \rightarrow \Xi \gamma$	0.143	$\Xi_b^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$	-0.134
$\Lambda_b \rightarrow n \gamma$	0.135	$\Xi_b^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	-0.056

表 3-3 $SU(3)_F$ 味道对称性给出的 $B_b \rightarrow B_n \gamma$ 的振幅Table 3-3 Amplitude ratios of $B_b \rightarrow B_n \gamma$ given by $SU(3)_F$

衰变道	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$	$\Xi_b \rightarrow \Xi \gamma$	$\Lambda_b \rightarrow n \gamma$	$\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	$\Xi_b^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$	$\Xi_b^0 \rightarrow \Lambda \gamma$
振幅	λ_s	$-\sqrt{3/2}\lambda_s$	$-\sqrt{3/2}\lambda_d$	$\sqrt{3}\lambda_d/2$	$\sqrt{3/2}\lambda_d$	$\lambda_d/2$

表 3-4 $B_b \rightarrow B_n \gamma$ 分支比的数值结果Table 3-4 Numerical results of the branching ratios for $B_b \rightarrow B_n \gamma$

夸克跃迁	分支比	LFQM	$SU(3)_F$	$SU(3)_F^{[68]}$	其他模型	实验数据
$b \rightarrow s \gamma$					$7.3 \pm 1.5^{[69]}$	$7.1 \pm 1.7^{[62]}$
	$10^6 B(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma)$	7.1 ± 0.3	7.1 ± 1.7	7.1 ± 3.4	$4.0^{[73]}$	
	$10^5 B(\Xi_b^0 \rightarrow \Xi^0 \gamma)$	1.0 ± 0.1	1.1 ± 0.3	1.16 ± 0.60	$1.02_{-0.46}^{+0.60}[70]$	
	$10^5 B(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma)$	1.1 ± 0.1	1.2 ± 0.3	1.23 ± 0.64	$1.08_{-0.49}^{+0.63}[70]$	$< 13^{[61]}$
$b \rightarrow d \gamma$	$10^7 B(\Lambda_b \rightarrow n \gamma)$	4.0 ± 0.4	4.9 ± 1.2	5.03 ± 2.67	$3.69_{-1.95}^{+3.76}[71]$	
	$10^7 B(\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma)$	2.1 ± 0.2	2.6 ± 0.6	2.71 ± 1.50	$5.77_{-2.47}^{+3.16}[70]$	
	$10^7 B(\Xi_b^- \rightarrow \Sigma^- \gamma)$	4.4 ± 0.4	5.5 ± 1.3	5.74 ± 3.21	$6.14_{-2.63}^{+3.36}[70]$	
	$10^8 B(\Xi_b^0 \rightarrow \Lambda \gamma)$	7.4 ± 0.7	8.7 ± 2.1	9.17 ± 5.10		

波函数与 $\mathbf{B}_n$ 的自旋-味道波函数内积, 可以得到 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ 的形状因子之间的相对大小。表3-3给出了 $\text{SU}(3)_F$ 关系, 其中 $\lambda_{s(d)} = V_{tb} V_{ts(d)}^*$ 。通过将 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ 的分支比作为理论输入, 可以得到 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \gamma$ 的 $\text{SU}(3)_F$ 预测。

在表3-4中, 我们列出了通过 LFQM 计算得到和 $\text{SU}(3)_F$ 对称性拟合得到的分支比, 此外本文还展示了文献中的 $\text{SU}(3)_F$ 拟合的结果^[68] 以及其他一些理论预测, 例如 LCSR^[69,70]、BSE^[71] 和 QM^[73,75], 以及当前的实验数据^[61,62]。研究发现, 在 LFQM 方法中, $\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma) = (7.1 \pm 0.3) \times 10^{-6}$, 与实验测量值吻合良好。此外, 我们得到

$$\mathcal{B}(\Xi_b^0 \rightarrow \Xi^0 \gamma) = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{-5}, \quad \mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma) = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}, \quad (3-30)$$

这比 $\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma)$ 大约高出 1.5 倍。需要注意的是, 虽然 $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi^0 \gamma$ 和 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ 的形状因子完全相同, 但由于 Ξ_b^0 和 Ξ_b^- 寿命的差异, 这两个过程的分支比略有不同。此外, 由同位旋对称性可得

$$\Gamma(\Xi_b^- \rightarrow \Sigma^- \gamma) = 2\Gamma(\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma) \quad (3-31)$$

这一等式在 LFQM 的计算中保持得很好, 而在其他一些计算中并非如此。此外, 本文通过 LFQM 计算得到的关于 $b \rightarrow s \gamma$ 的结果与 $\text{SU}(3)_F$ 的预测以及文献中的结果^[69-71] 都符合得很好。需要注意的是, 文献^[68] 中基于 $\text{SU}(3)_F$ 的数值在采用实验结果 $\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma)$ 时取误差范围在 2σ 内。表3-4中 $\text{SU}(3)_F$ 的中心值结果与文献^[68] 中的结果略有不同。这些差异是由于文献^[68] 中包含了 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n \psi_i (\rightarrow \gamma)$ 的长程贡献, 这些贡献改变了 $b \rightarrow s \gamma$ 和 $b \rightarrow d \gamma$ 之间的比率。

有趣的是, LFQM 中与 $b \rightarrow d \gamma$ 相关的衰变分支比约比 $\text{SU}(3)_F$ 对称性预测要小约 20%, 这清楚地显示了 $\text{SU}(3)_F$ 破缺效应。相比之下, 文献^[70] 中给出的结果大于 $\text{SU}(3)_F$ 预测值。需要注意的是, 文献^[70] 中的等式(3-20)和(5-2)并不成立。未来对 $\Xi_b \rightarrow \Sigma \gamma$ 的实验搜索可能可以区分各种理论方法。

3.2 底重子半轻衰变

$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+$ 的形状因子为检验夸克模型的重夸克极限提供了理想的条件, 主要原因是在 (u, d) 无质量极限下, Λ_Q 中仅有两个能量能标, 即

$$\bar{\Lambda} = \lim_{m_Q \rightarrow \infty} (M_Q - m_Q), \quad \varepsilon_Q = \bar{\Lambda}/2m_Q \ll 1, \quad (3-1)$$

其中 M_Q 和 m_Q 分别是重子和夸克质量。由于 ε_Q 很小, 物理量关于 ε_Q 展开为泰勒级数, 即重夸克展开 (Heavy Quark Expansion, HQE)。以 Isgur-Wise 函数为例, 它可以展开如下

$$\bar{\xi}(\omega) = \xi(\omega) + (\varepsilon_b + \varepsilon_c) \xi_{ke}(\omega) + \mathcal{O}(\varepsilon_c^2), \quad (3-2)$$

其中 $\xi(\omega)$ 是 Isgur-Wise 函数, $\xi_{ke}(\omega)$ 是一阶修正, $\omega = v_b \cdot v_c$, v_Q 是 Λ_Q 的四速度。 $\bar{\xi}(\omega)$ 控制着形状因子的反冲效应。虽然实验只能探测 $\bar{\xi}(\omega)$, 但方程 (3-2) 允

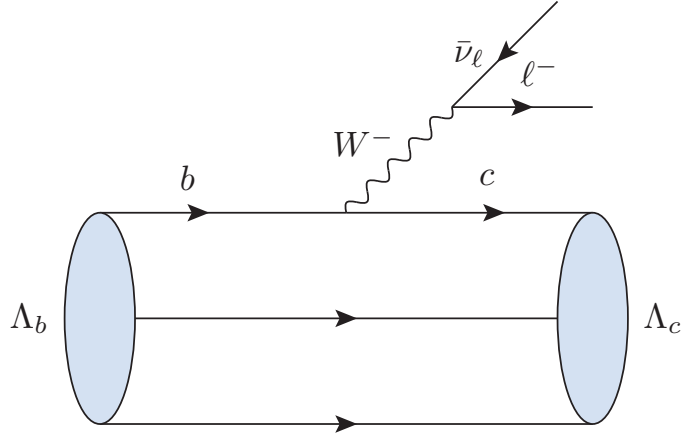

 图 3-3 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 半轻衰变夸克图

 Figure 3-3 The quark diagram of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ semileptonic decays.

许我们在不考虑夸克质量依赖性的情况下比较夸克模型中的 $\xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$ 。关于重夸克展开更详细的理论回顾可参见文献^[113]。

在重夸克系统中，有两种常用的形状因子参数化，如下所示：

$$\begin{aligned}
 \langle \Lambda_c^+ | \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b^0 \rangle &= \bar{u}_c [(F_1^V(\omega) \gamma^\mu + F_2^V(\omega) v_b^\mu + F_3^V(\omega) v_c^\mu) \\
 &\quad - (F_1^A(\omega) \gamma^\mu + F_2^A(\omega) v_b^\mu + F_3^A(\omega) v_c^\mu) \gamma_5] u_b \\
 &= \bar{u}_c [(f_1(q^2) \gamma^\mu - f_2(q^2) \frac{i \sigma^{\mu\nu} q_\nu}{M_b} + f_3(q^2) \frac{q^\mu}{M_b}) \\
 &\quad - (g_1(q^2) \gamma^\mu - g_2(q^2) \frac{i \sigma^{\mu\nu} q_\nu}{M_b} + g_3(q^2) \frac{q^\mu}{M_b}) \gamma_5] u_b,
 \end{aligned} \tag{3-3}$$

其中 $q^\mu = p_b^\mu - p_c^\mu$ ， p_b^μ 和 p_c^μ 分别是 Λ_b^0 和 Λ_c^+ 的四动量。从 $p_Q^\mu = m_Q v_Q^\mu$ ，很容易得到 $q^2 = M_b^2 + M_c^2 - 2M_b M_c \omega$ 。两组参数化之间的关系如下：

$$\begin{aligned}
 f_1 &= F_1^V + \frac{M_+}{2M_b} F_2^V + \frac{M_+}{2M_c} F_3^V, & f_{2,3} &= \mp \frac{1}{2} F_2^V - \frac{M_b}{2M_c} F_3^V, \\
 g_1 &= F_1^A - \frac{M_-}{2M_b} F_2^A - \frac{M_-}{2M_c} F_3^A, & g_{2,3} &= \mp \frac{1}{2} F_2^A - \frac{M_b}{2M_c} F_3^A,
 \end{aligned} \tag{3-4}$$

其中 $M_\pm \equiv M_b \pm M_c$ 。

在忽略硬胶子修正的情况下，零反冲点 $\omega = 1$ 处的形状因子可以展开为^[239]：

$$\begin{aligned}
 F_1^V(1) &= 1 + \epsilon_b + \epsilon_c + \epsilon_c^2(b_1 - b_2), & F_1^A &= 1 + \epsilon_c^2 b_1, \\
 F_2^V(1) &= F_2^A(1) = -\epsilon_c + b_2 \epsilon_c^2, & F_3^{V,A}(1) &= \mp \epsilon_b,
 \end{aligned} \tag{3-5}$$

精确到 $\mathcal{O}(\epsilon_b \epsilon_c)$ 。在重夸克系统中，反冲效应可以通过单个函数 $\bar{\xi}(\omega)$ 体现，即

$$F_{1,2,3}^{V,A}(\omega) = \bar{\xi}(\omega) F_{1,2,3}^{V,A}(1). \tag{3-6}$$

在包含硬胶子修正的情况下，形状因子得到了几个修正，具体如下：

$$\begin{aligned}
 \frac{F_1^V(\omega)}{\bar{\xi}(\omega)} &= 1 + \hat{\alpha}_s C_{V_1} + \varepsilon_c + \varepsilon_b + \hat{\alpha}_s \left[C_{V_1} + 2(\omega - 1)C'_{V_1} \right] (\varepsilon_c + \varepsilon_b) + \varepsilon_c^2 (b_1 - b_2), \\
 \frac{F_2^V(\omega)}{\bar{\xi}(\omega)} &= \hat{\alpha}_s C_{V_2} - \frac{2\varepsilon_c}{\omega + 1} + \hat{\alpha}_s \left\{ C_{V_2} \frac{3\omega - 1}{\omega + 1} \varepsilon_b \left[2C_{V_1} - (\omega - 1)C_{V_2} + 2C_{V_3} \right] \frac{\varepsilon_c}{\omega + 1} \right. \\
 &\quad \left. + 2(\omega - 1)C'_{V_2} (\varepsilon_c + \varepsilon_b) \right\} + \varepsilon_c^2 b_2, \\
 \frac{F_3^V(\omega)}{\bar{\xi}(\omega)} &= \hat{\alpha}_s C_{V_3} - \frac{2\varepsilon_b}{\omega + 1} + \hat{\alpha}_s \left\{ C_{V_3} \frac{3\omega - 1}{\omega + 1} \varepsilon_c - \left[2C_{V_1} + 2C_{V_2} - (\omega - 1)C_{V_3} \right] \frac{\varepsilon_b}{\omega + 1} \right. \\
 &\quad \left. + 2(\omega - 1)C'_{V_3} (\varepsilon_c + \varepsilon_b) \right\}, \\
 \frac{F_1^A(\omega)}{\bar{\xi}(\omega)} &= 1 + \hat{\alpha}_s C_{A_1} + (\varepsilon_c + \varepsilon_b) \frac{\omega - 1}{\omega + 1} + \hat{\alpha}_s \left[C_{A_1} \frac{\omega - 1}{\omega + 1} + 2(\omega - 1)C'_{A_1} \right] (\varepsilon_c + \varepsilon_b) + \varepsilon_c^2 b_1, \\
 \frac{F_2^A(\omega)}{\bar{\xi}(\omega)} &= \hat{\alpha}_s C_{A_2} - \frac{2\varepsilon_c}{w + 1} + \hat{\alpha}_s \left\{ C_{A_2} \frac{3w + 1}{w + 1} \varepsilon_b \left[2C_{A_1} - (w + 1)C_{A_2} + 2C_{A_3} \right] \frac{\varepsilon_c}{w + 1} \right. \\
 &\quad \left. + 2(w - 1)C'_{A_2} (\varepsilon_c + \varepsilon_b) \right\} + \varepsilon_c^2 b_2, \\
 \frac{F_3^A(\omega)}{\bar{\xi}(\omega)} &= \hat{\alpha}_s C_{A_3} + \frac{2\varepsilon_b}{w + 1} + \hat{\alpha}_s \left\{ C_{A_3} \frac{3w + 1}{w + 1} \varepsilon_c + \left[2C_{A_1} - 2C_{A_2} + (w + 1)C_{A_3} \right] \frac{\varepsilon_b}{w + 1} \right. \\
 &\quad \left. + 2(w - 1)C'_{A_3} (\varepsilon_c + \varepsilon_b) \right\},
 \end{aligned} \tag{3-7}$$

其中 $\hat{\alpha}_s$ 是强耦合常数， $C_{A,V_{1,2,3}}^{(\prime)}$ 的定义可以在参考文献^[113] 中找到。为了同时考虑软胶子修正和硬胶子修正，本文从夸克模型中提取相关参数 $\bar{\xi}(\omega)$ 、 $\bar{\Lambda}$ 和 $b_{1,2}$ 。软胶子（非微扰）效应被包含进重子波函数中。然后，将计算得到的参数代入方程(3-7)中，以包含硬胶子修正。

我们注意到，重子的质量可以展开为

$$M_Q = m_Q + \bar{\Lambda} + \frac{\lambda_1}{2m_Q} + \mathcal{O}(\varepsilon_Q^2). \tag{3-8}$$

其中 $\bar{\Lambda}$ 代表重子作为束缚态的结合能。方便起见，可以将结合能改写为 $\bar{\Lambda} = C E_{\text{di}}$ ，其中 E_{di} 表示两夸克系统的能量， C 描述了在重夸克存在的情况下对 E_{di} 的校正。

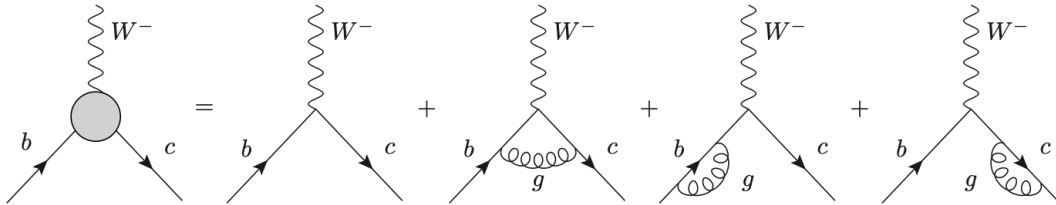


图 3-4 顶点算符的硬胶子修正 Feynman 图

Figure 3-4 The hard gluon corrections of the current operators.

本文同时采用 HBM 和 LFQM 来计算上述的重夸克参数 $\bar{\xi}(\omega)$ 、 $\bar{\Lambda}$ 和 $b_{1,2}$ 。它们在重夸克极限下的性质已经在第2.1和2.2节中阐明。

在 HBM 中, 重夸克极限下的形状因子 F_1^V 和 F_1^A 可通过取 $v \rightarrow 0$ 的极限得到

$$\begin{aligned} F_1^V(1) &= 1 + \left(\frac{1}{2m_c} + \frac{1}{2m_c} \right) E_{\text{di}} N_\infty^2 4\pi \int r_\Delta^2 dr_\Delta C(r_\Delta) (D_l^0(r_\Delta))^2, \\ F_1^A(1) &= 1, \end{aligned} \quad (3-9)$$

其中

$$\begin{aligned} C(r_\Delta) &= \frac{4\pi^2}{3R} \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\Delta^2}/4} d\rho \rho \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\Delta^2}/4 - r_\Delta/2} dz \\ &\times \left[\left(j_0^+ j_1^- \frac{1}{r_-} + j_1^+ j_0^- \frac{1}{r_+} \right) r^2 + \left(j_0^- j_1^+ \frac{r_\Delta z}{2r_+} - j_1^- j_0^+ \frac{r_\Delta z}{2r_-} \right) \right], \end{aligned} \quad (3-10)$$

精确到 $\mathcal{O}(1/m_c^2 R^2)$ 。通过与方程 (3-5) 进行匹配, 可以发现 F_1^A 的一阶修正确实为零, 并且

$$C = N_\infty^2 4\pi \int r_\Delta^2 dr_\Delta C(r_\Delta) (D_l^0(r_\Delta))^2 = 1. \quad (3-11)$$

这是一个合理的结果, 因为正如方程 (2-3) 所示, E_Q^k 的零阶修正是不存在的, 并且本文已经忽略了夸克之间的相互作用。由此我们可以得出结论, 两夸克能量在零阶下不受重夸克存在的影响, 即 $C = 1$ 。方程 (3-11) 本身是一个非平凡的结果, 并且它表明 HBM 对质心运动问题的处理是自洽的。

方程 (3-11) 是一个与参数无关的结果, 这可以表示为以下的标度变换不变性:

$$(\rho, z, \vec{x}_\Delta) \rightarrow \left(\frac{\rho}{R}, \frac{z}{R}, \frac{\vec{x}_\Delta}{R} \right), \quad (3-12)$$

在方程 (3-10) 和 (3-11) 中。为了考虑反冲效应, 本文使用以下公式:

$$\xi(\omega) = \sum_{i=1,2,3} F_i^V(\omega) \Big|_{\epsilon_Q=0}, \quad \xi_{ke}(\omega) = \frac{\partial}{\partial \epsilon_c} \left(\sum_{i=1,2,3} F_i^V(\omega) \right) \Big|_{\epsilon_Q=0}, \quad (3-13)$$

其中 $\sum_i F_i^V$ 由方程 (2-21) 中取 $\Gamma = 1$ 计算得到。因此, 我们得到

$$\begin{aligned} \xi(\omega) &= N_\infty^2 \int d^3 \vec{x}_\Delta d^3 \vec{x} (j_0^+ j_0^-) e^{2iE_{\text{di}} \vec{v} \cdot \vec{x}} (D_l^0(\vec{x}_\Delta))^2, \\ \xi_{ke}(\omega) &= A(\vec{v}) \bar{\Lambda} - A(0) \bar{\Lambda}, \\ A(\vec{v}) &\equiv \frac{\pi N_\infty^2}{R^2} \int d^3 \vec{x}_\Delta d^3 \vec{x} (r_- j_0^+ j_1^- + r_+ j_1^+ j_0^-) e^{2iE_{\text{di}} \vec{v} \cdot \vec{x}} (D_l^0(\vec{x}_\Delta))^2. \end{aligned} \quad (3-14)$$

通过取 $\vec{v} = 0$, 本文得到 $\xi(1) = 1$ 和 $\xi_{ke}(1) = 0$, 符合 Luke 定理的要求。

类似地, 本文得到了 b_1 和 b_2 的一阶修正, 如下所示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 F_1^V(1)}{\partial \epsilon_c^2} \Big|_{\epsilon_Q=0} &= (b_1 - b_2), \\ \frac{\partial^2 F_1^A(1)}{\partial \epsilon_c^2} \Big|_{\epsilon_Q=0} &= b_1, \quad \frac{\partial^2 F_2^{V,A}(1)}{\partial \epsilon_c^2} \Big|_{\epsilon_Q=0} = b_2. \end{aligned} \quad (3-15)$$

这些计算可以通过计算机程序轻松完成。然而，由于它们的表达式复杂冗长，不在此处列出。作为一种交叉检验，本文计算了

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial \epsilon_c^2} \left(F_1^V(\omega) - F_1^A(\omega) + F_2^{V,A}(\omega) \right) \right|_{\epsilon_Q=0}, \quad (3-16)$$

发现它确实为零，与方程 (3-5) 一致。

我们注意到， ξ 、 ξ_{ke} 和 $b_{1,2}$ 仅依赖于 $E_{\text{di}}R$ ，这是唯一的无量纲参数。具体来说，它们在 $(R, E_{\text{di}}) \rightarrow (a^{-1}R, aE_{\text{di}})$ 的变换下是不变的，其中 a 是任意常数。在实际应用中，可以固定 R ，仅变化 E_{di} ，以涵盖 $\bar{\Lambda}$ 、 ξ 、 ξ_{ke} 和 $b_{1,2}$ 上的模型不确定性。

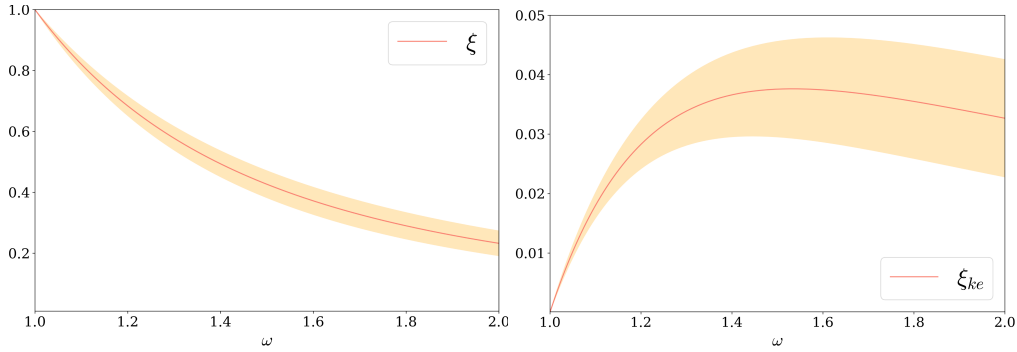


图 3-5 HBM 中的 Isgure-Wise 函数和它的一阶修正

Figure 3-5 The Isgure-Wise function and its first order correction from the HBM.

现在，我们准备在 LFQM 中计算 $\bar{\Lambda}$ 、 $b_{1,2}$ 、 $\xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$ 。选择 $q^+ = 0$ 的参考系，以避免 Z 图的贡献^[233]。设定 $m_b = m_c/x = m_Q$ 。在 $q^2 = 0$ 时， ω 对应于

$$\omega(x) = \frac{M_Q^2 + M_{Qx}^2}{2M_Q M_{Qx}}, \quad (3-17)$$

其中

$$M_{Q(x)} = (x)m_Q + \bar{\Lambda} + \frac{\lambda_1}{(x)2m_Q} \quad (3-18)$$

来自于方程 (3-8)，这导致

$$\begin{aligned} \xi(\omega(x)) &= f_1(q^2 = 0, x, \epsilon_Q \rightarrow 0), \\ \left(\frac{1}{x} + 1\right) \xi_{ke}(\omega(x)) &= \frac{\partial}{\partial \epsilon_Q} f_1(q^2 = 0, x, \epsilon_Q \rightarrow 0). \end{aligned} \quad (3-19)$$

虽然 $q^2 = q^+q^- - q_\perp^2$ ， $q^2 > 0$ 的区域受到了 Z 图的影响。尽管如此，本文利用了 $\xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$ 对于固定的 ω 是独立于 $m_{b,c}$ 的事实，通过改变 x 来获取 $\xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$ 的 ω 依赖性。实际上，我们有 $x \approx 3$ 和 $\lambda_1 = -0.5 \text{ GeV}^2$ ，对应于 $\omega = 1.43$ 。

对于 $\bar{\Lambda}$ 和 $b_{1,2}$ ，本文再次利用它们与 $m_{b,c}$ 独立的技巧。我们以 $x = 1$ 计算它们。相应地， g_1 和 f_2 展开为

$$g_1 = 1 + \frac{g_1^{(2)}}{m_Q^2} + O(1/m_Q^3), \quad f_2 = \frac{f_2^{(1)}}{m_Q} + \frac{f_2^{(2)}}{m_Q^2} + O(1/m_Q^3), \quad (3-20)$$

其中

$$\begin{aligned} g_1^{(2)} &= -\frac{\beta_\infty^2}{2}, & f_2^{(1)} &= \int d^3\vec{q} d^3\vec{Q} |\Phi_\infty|^2 \frac{E_{ud}}{2}, \\ f_2^{(2)} &= \int d^3\vec{q} d^3\vec{Q} |\Phi_\infty|^2 \frac{E_{ud}}{8\beta_\infty^2} [7E_{di}\beta_\infty^2 - 4E_{ud}\beta_\infty^2 - 2E_{di}Q^2], \end{aligned} \quad (3-21)$$

其中 Φ_∞ 是在重夸克极限下的动量波函数，给出为

$$\Phi_\infty(\vec{q}, \vec{Q}) = (\pi\beta_{ud}\beta_\infty)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\vec{q}^2}{2\beta_{ud}^2} - \frac{\vec{Q}^2}{2\beta_\infty^2}\right). \quad (3-22)$$

注意， g_1 的零阶与重夸克对称性一致，这是一个非平凡的结果。

为了使方程(3-4)和(3-5)与方程(3-20)和(3-21)匹配，令 $x = 1$ ，在方程(3-5)中会出现 $\epsilon_c\epsilon_b$ 阶的额外交叉项，这会引入了两个额外的自由参数。为了消除它们，假设 $F_1^{V(A)}(\omega)$ 可以分解为

$$F_1^{V(A)}(\epsilon_b, \epsilon_c, \omega) = f^{V(A)}(\epsilon_c, \omega) f^{V(A)}(\epsilon_b, \omega), \quad (3-23)$$

其中 $f^{V,A}(\epsilon_Q, \omega)$ 待定。现在我们有

$$\bar{\Lambda} = 2f_2^{(1)}, \quad \bar{b}_1 = 2g_1^{(2)}, \quad \bar{b}_2 = 2(f_2^{(1)})^2 - 4f_2^{(2)} + 2g_1^{(2)}, \quad (3-24)$$

其中 $\bar{b}_{1,2} \equiv b_{1,2}\bar{\Lambda}^2$ 。从方程(2-35)、(3-21)和(3-22)中，可以看出 $f_2^{(1)}$ 只依赖于 E_{di} 和 m 。我们得到

$$f_2^{(1)}(E_{di}, m) = E_{di} F(E_{di}, m) = E_{di} F\left(\frac{E_{di}}{m}\right), \quad (3-25)$$

其中 F 是待定的函数，由于 F 只能依赖于无量纲的量，即此情况下的 E_{di}/m ，因此有第二个等式。通过要求 $\bar{\Lambda} = E_{di}$ 或等价地要求 $F = 1/2$ 的重夸克极限，我们得到

$$E_{di} = 3.293m. \quad (3-26)$$

结合方程(2-35)、(3-21)、(3-22)和(3-26)，可以看出只有 m 仍然没有确定。

在 LFQM 中，重夸克展开参数取决于 m 、 E_{di} 、 β_∞

$$h(m, E_{di}, \beta_\infty) = h(m, 3.293m, 0.952m) = h(m), \quad (3-27)$$

其中 $h \in \{\xi(\omega), \xi_{ke}(\omega), b_1, b_2\}$ ，我们使用了方程(2-37)和(3-26)。

通过量纲分析，我们发现

$$h(m) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h'_n m^n, \quad (3-28)$$

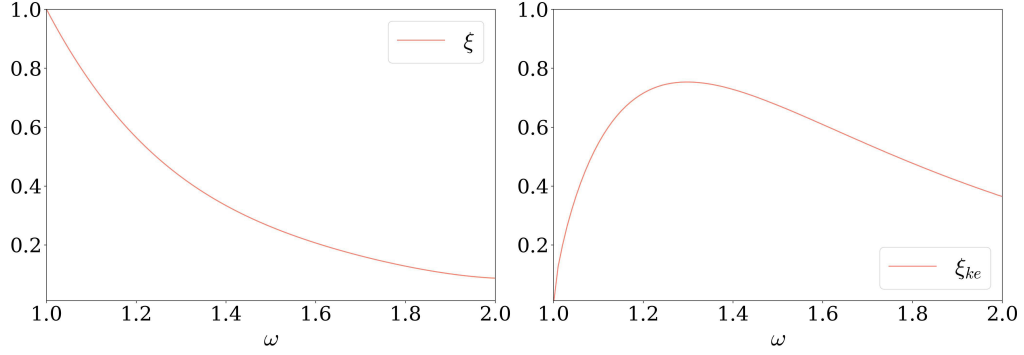


图 3-6 LFQM 中的 Isgure-Wise 函数和它的一阶修正

Figure 3-6 The Isgure-Wise function and its first order correction from the LFQM

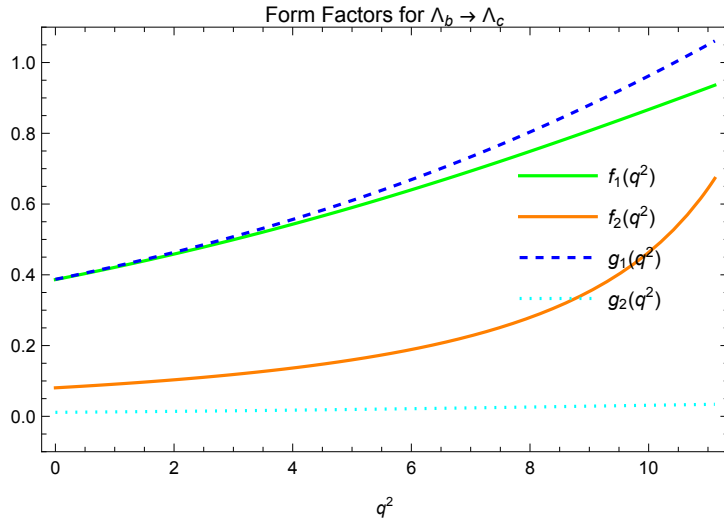


图 3-7 LFQM 中 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 半轻衰变的形状因子

Figure 3-7 The $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ semileptonic decay form factors from LFQM

其中 h'_n 具有质量量纲 $-n$ 。然而，没有其他具有质量量纲的参数，因此对于 $n \neq 0$ 必有 $h'_n = 0$ 。由此可得 h 不依赖于 m ，本文的方法中是参数无关的结果。根据方程(3-21)和(3-24)可得

$$b_1 = -0.173, b_2 = 0.518, \quad (3-29)$$

而 ξ 和 ξ_{ke} 如图3-6所示。通过类似的论证，我们发现 $\bar{\Lambda} \propto m$ 。

为不失一般性这里也给出由 LFQM 直接计算得到的形状因子

本文取 b, c 夸克质量为极点夸克质量 (pole mass), 其中 $m_{b,c} = (4.78, 1.655) \text{ GeV}$, 采用的 CKM 矩阵元的值为 $|V_{cb}| = (42.2 \pm 0.7) \times 10^{-3}$, 来源于遍举半轻 B 衰变^[29]。关于衰变宽度的形式可以在文献^[240]中找到。

对于 HBM, 为不失一般性本文选择 $R = 4.8 \text{ GeV}^{-1}$ 。根据方程(2-16), E_{di} 的合理范围为

$$0.585 \text{ GeV} < E_{\text{di}} < 0.686 \text{ GeV}, \quad (3-30)$$

这与方程(2-9)一致。对于 LFQM, 本文取 $m = 0.30 \pm 0.08 \text{ GeV}$, 这与核子磁矩测量结果, $B(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma) = (7.1 \pm 1.7) \times 10^{-6}$ ^[29,62] 均一致。为了保守起见, 本文允许 m 在一个较宽的范围内变化, 这将涵盖所有合理的值。

HQE 参数是使用第2.1, 2.2节给出的公式计算的。HBM 和 LFQM 的 Isgur-Wise 函数及其一阶修正如图3-5, 3-6所示。需要注意的是, $\omega > 1.43$ 的区域等价于 $q^2 < 0$, 因此与 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ 无关。尽管如此, 在图中绘制了它们以供参考, 因为它们会与散射过程有关。

为了与文献中的结果进行比较, 本文对 Isgur-Wise 函数关于 ω 进行了四阶展开, 如下所示:

$$\bar{\xi}(\omega) = 1 + \bar{\xi}^{(1)}(\omega - 1) + \frac{1}{2}\bar{\xi}^{(2)}(\omega - 1)^2 + \frac{1}{3!}\bar{\xi}^{(3)}(\omega - 1)^3 + \frac{1}{4!}\bar{\xi}^{(4)}(\omega - 1)^4. \quad (3-31)$$

数值结果以及文献中的结果汇总在表3-5中。文献^[113]通过对实验数据^[111]和 LQCD 计算结果^[112]进行拟合得到了 HQE 参数; 文献^[241]采用了相对论夸克模型, 文献^[242,243]则采用了光锥求和规则 (LCSR), 而文献^[244]则利用了量子色动力学求和规则 (QCDSR)。

值得注意的是, 文献^[245]的作者也采用了 LFQM 进行计算, 但采用了不同的理论设置。一方面, 他们的重子波函数是通过拟合质量谱得到的, 有 13 个自由参数, 而本文的波函数仅基于简单的谐振子势假设和仅有一个自由参数的重夸克展开方法得到。另一方面, 他们在类时区域得到的形状因子和 Isgur-Wise 函数是通过解析延拓得到的, 其中假设了转移动量依赖具有双极点 (dipole) 特征。在本文的方法中, 我们将 ω 的依赖性映射到 $x = m_c/m_b$, 因此 Isgur-Wise 函数在整个相空间中直接进行了计算, 无需任何进一步的假设。总而言之, 本文已经证明, 在考虑了重夸克极限后, LFQM 的参数空间不仅受到了严格的限制, 而且不再需要解析延拓的任意假设。

从表3-5中可以看出, 尽管 HBM 和 LFQM 是两种非常不同的夸克模型, 但在重夸克展开下得到结果非常一致。我们的 $\bar{\xi}^{(1)}$ 值也与 LHCb 和 LQCD 的结果

表 3-5 重夸克展开参数 $\bar{\xi}$ 和 $(\bar{\Lambda}, \bar{b}_{1,2})$, 单位分别是 GeV 和 GeV^2

 Table 3-5 The HQE parameters with $\bar{\Lambda}$ and $\bar{b}_{1,2}$ in units of GeV and GeV^2 , respectively

	HBM	LFQM	LHCb ^[111,113]	LQCD+LHCb ^[113]	RQM ^[241]	QCDSR ^[244]	LFQM ^[245]
$\bar{\xi}^{(1)}$	-1.94(26)	-2.35(10)	-2.17(26)	-2.04(8)	-1.51	-1.35(13)	1.67(11) 1.85(11)
$\bar{\xi}^{(2)}$	4.78(93)	5.75(55)	4.10(105)	3.16(38)	4.06		2.45(63) 3.25(61)
$\bar{\xi}^{(3)}$	-10.8(25)	-10.5(21)					
$\bar{\xi}^{(4)}$	13.1(32)	10.1(38)					
$\bar{\xi}(\omega=1.43)$	0.470(43)	0.392(15)	0.446(4)	0.415(1)			
$\bar{\Lambda}$	0.681(55)	0.988(263)	0.81(5) ¹	0.81(5) ^a	0.764		
$\bar{b}_1$	-0.141(1)	-0.181(90)	0.24(192)	-0.46(15)			
$\bar{b}_2$	0.351(35)	0.541(270)	0.45(188)	-0.39(39)			

非常一致, 但显著大于 RQM 和 QCDSR 的结果。值得注意的是, 在文献^[113]中, 省略了 $\bar{\xi}^{(3)}$ 和 $\bar{\xi}^{(4)}$ 。而我们的工作发现它们的数值是可观的。特别是, $\bar{\xi}^{(3)}$ 的符号相反, 比 $\bar{\xi}^{(2)}$ 大两倍。尽管本文的 $\bar{\xi}^{(2)}$ 结果比 LHCb 和 LQCD 的值大, 但由于 $\bar{\xi}^{(3)}$ 的存在, $\xi(\omega = 1.43)$ 的结果与它们一致。

表 3-6 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ 的分支比, 数量级是 10^{-2} , 其中 HBM 和 LFQM 包含两行结果, 上一行表示不包含硬胶子修正的结果, 下一行表示包含该修正的结果

Table 3-6 The branching fractions of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ in units of %, where the lower and upper columns in the HBM and LFQM for each lepton pair correspond to the values with and without the hard gluon corrections, respectively

轻子对	HBM	LFQM	实验数据 ^[29]	RQM ^[246]	LFQM ^[245]	LCSR ^[242]	LCSR ^[243]
$e^- \bar{\nu}$	6.23(58)	5.53(77)	$6.2^{+1.4}_{-1.3}$	6.48	6.47(96)	5.81	5.71(98)
	5.69(58)	5.35(50)					
$\mu^- \bar{\nu}$	6.21(57)	5.52(77)	$6.2^{+1.4}_{-1.3}$	6.46	6.45(95)	5.78	5.69(98)
	5.67(58)	5.33(49)					
$\tau^- \bar{\nu}$	1.95(11)	1.91(23)	1.5(4)	2.03	1.97(29)	1.55	1.66(26)
	1.83(12)	1.87(15)					

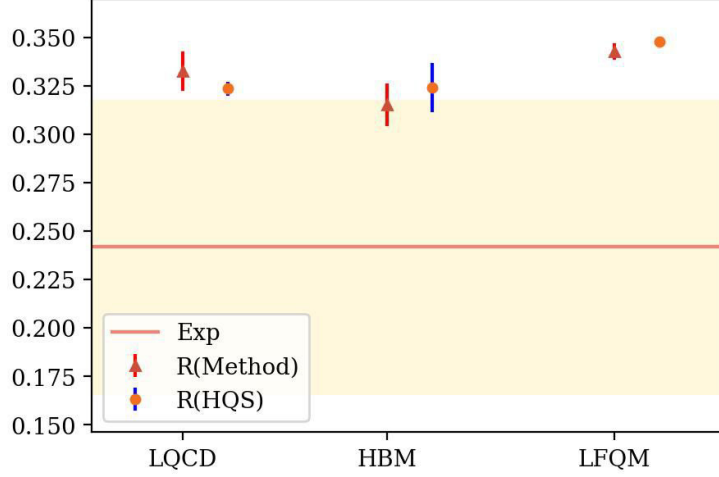
为了观察硬胶子效应, 本文采用了两种不同的方案来计算形状因子。在第一种方案中, 我们直接从夸克模型中计算它们。在第二种方案中, 我们将表3-5中的 $\bar{\Lambda}$ 、 b_1 、 b_2 和 $\bar{\xi}(\omega)$ 的值代入到方程(3-7)中。两种方案计算得到的分支比以及文献中的结果都汇总在表3-6中, 其中 HBM 和 LFQM 中每行的较高一列是不带有硬胶子修正的值, 而较低一列是带有硬胶子修正的值。可以看到, 硬胶子修正约使得分支比减少了约 10%。表3-6中的分支比率与实验数据和文献中的结果一致, 且本文的结果的不确定性小于其他方法的不确定性。

为了进一步测试轻子普适性, 本文计算了 R_{Λ_c} 的比值, 结果见表3-7和图3-8, 其中 R_{Λ_c} (LQCD) 来自两个不同的研究, 其中较高的列纯粹来自 LQCD 计算^[112], 而较低的列对应的是通过施加重夸克对称性来降低不确定性的结果^[113]。

表 3-7 不同方法下计算得到的 R_{Λ_c} 的比较Table 3-7 Comparisons of R_{Λ_c} in different approaches

HBM	LFQM	LQCD ^[112,113]	LHCb ^[110]	LFQM ^[245]	LCSR ^[243]
0.3154(109)	0.3457(70)	0.3328(102)	0.242(76)	0.30(9)	0.292
0.3243(126)	0.3506(46)	0.3237(36)			

HBM 的预测与实验数据相符，但与 LHCb 的 LFQM 结果不符。

图 3-8 理论、格点计算和实验测量得到的 R_{Λ_c} Figure 3-8 R_{Λ_c} from theoretical, LQCD calculations and LHCb measurement

需要注意的是，LFQM 中 $\bar{b}_{1,2}$ 的值受 $\bar{\Lambda}$ 不确定性的影响，但它们的符号不受影响。明确地说，两种模型都给出 $\bar{b}_1 < 0$ 和 $\bar{b}_2 > 0$ 。LFQM 预测的 $\bar{b}_2$ 的符号与 LHCb+LQCD 的相反。由于 HBM 和 LFQM 在所有 HQE 参数中表现良好一致，我们对这些结果充满信心。

除了分支比之外，微分衰变分布和其他角分布可观测量也提供了检验形状因子的方式。这些在文献^[247]中得到了很好的讨论。我们指出，在实验中可以从角度观测量中完全重构形状因子，这在文献^[248]中得到了明确证明。

3.3 底重子非轻衰变与 CKM 弱相角测量

为完整起见，此处首先比较角动量分析和螺旋度分析之间的优缺点。首先简要回顾角动量分析的传统方案^[249]，根据 Lorentz 结构， $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n D$ 的振幅传统上被参数化为

$$M = i\bar{u}(A - B\gamma_5)u_b, \quad (3-1)$$

其中 A 和 B 是需要通过理论或实验确定的参数。公式 (3-1) 中选择了 $\mathbf{B}_{b,n}$ 的四分量旋量 $u_{b,n}$ 。该公式可重写为

$$M = \chi_n^\dagger(S + P\sigma \cdot \mathbf{q})\chi_b, \quad (3-2)$$

其中

$$S = i\sqrt{2M_b(E_n + M_n)}A, \quad P = -i\sqrt{2M_b(E_n - M_n)}B \quad (3-3)$$

$\chi_{b(n)}$ 是 $\mathbf{B}_{b(n)}$ 的两分量旋量, $\mathbf{q}$ 是 $\mathbf{B}_n$ 在 $\mathbf{B}_b$ 静止系下的三动量的单位矢量。符号 " S " 和 " P " 分别对应轨道角动量 $L = 0$ 和 $L = 1$ 。然而, 众所周知, 轨道角动量对无质量粒子没有良好的定义, 且与狭义相对论不相容。此外, 通过对振幅取模方并注意到

$$\chi_b \chi_b^\dagger = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \mathbf{s}_{b(n)} \cdot \boldsymbol{\sigma} \right), \quad (3-4)$$

可以得到

$$1 + \alpha_j \mathbf{q} \cdot (\mathbf{s}_b + \mathbf{s}_n) + (\mathbf{s}_b \cdot \mathbf{q})(\mathbf{s}_n \cdot \mathbf{q}) + \beta_j \mathbf{s}_b \times \mathbf{q} \cdot \mathbf{s}_n + \gamma_j \mathbf{q} \times (\mathbf{s}_b \times \mathbf{q}) \cdot \mathbf{s}_n, \quad (3-5)$$

其中 $\mathbf{s}_{b(n)}$ 满足

$$(\mathbf{s}_{b(n)} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \chi_{b(n)} = \chi_{b(n)}. \quad (3-6)$$

该公式暗示我们将 $\mathbf{s}_{b(n)}$ 解释为 $\mathbf{B}_{b(n)}$ 的自旋。然而, 如果采用这种解释, 公式 (3-5) 会迫使我们承认 $(\mathbf{s}_{b,n})_x$, $(\mathbf{s}_{b,n})_y$ 和 $(\mathbf{s}_{b,n})_z$ 互相对易, 因为这种记号暗示 $\mathbf{B}_{b,n}$ 是它们的共同本征态。虽然公式 (3-5) 的结果是正确的, 这种诠释在理论上是非常错误的^[58,59]。更进一步地, 在实验上自旋不能被直接测量, 从公式 (3-5) 出发也很难推导出物理上的可观测量。

与之不同的是, 螺旋度分析在很多方面都有优点。首先, 它对无质量粒子有良好的定义, 且级联衰变的角分布可以被很轻松地推导出来。对两体系统, 螺旋度和角动量的本征态被构造为

$$|\lambda_1, \lambda_2, J, J_z\rangle = \frac{1}{(2J+1)\pi} \int d\cos\theta d\phi |p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2\rangle e^{iJ_z\phi} d^J(\theta)^{J_z}_{\lambda_1-\lambda_2}, \quad (3-7)$$

其中

$$|p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2\rangle = R_z(\phi) R_y(\theta) (|f_1; \vec{p} = p\vec{z}, \lambda_1\rangle \otimes |f_2; \vec{p} = -p\vec{z}, \lambda_2\rangle), \quad (3-8)$$

其中 $f_{1,2}$ 表示具有相反的 3-动量的两个粒子, $\lambda_{1,2}$ 是 $f_{1,2}$ 的螺旋度, J 和 J_z 是系统的角动量及 z 分量, d 表示 Wigner- d 矩阵, $R_{y,z}$ 是指向 $\hat{y}(\hat{z})$ 方向的转动算符。以 $i \rightarrow f_1 f_2$ 的弱衰变为例, 其中 i 是动量指向 $\hat{z}$ 方向的任意粒子, 其角分布如下所示:

$$\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \phi \partial \cos \theta} \propto \sum_{\lambda_1, \lambda_2} |\langle p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{H}_{\text{eff}} | i; J, J_z \rangle|^2. \quad (3-9)$$

出射粒子的螺旋度必须被求和, 因为在实验中无法区分粒子的螺旋度。通过在公式 (3-9) 中插入恒等式

$$1 = \sum_{J, J_z, \lambda_1, \lambda_2} \frac{4\pi}{2J+1} |J, J_z, \lambda_1, \lambda_2\rangle \langle J, J_z, \lambda_1, \lambda_2|, \quad (3-10)$$

可以得到

$$\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \phi \partial \cos \theta} \propto \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \left| e^{iJ_z \phi} d^J(\theta)^{J_z}_{\lambda_1 - \lambda_2} H^{\lambda_1 \lambda_2} \right|^2, \quad (3-11)$$

其中

$$H^{\lambda_1, \lambda_2} \equiv \langle J, J_z, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{H}_{\text{eff}} | i; J, J_z \rangle. \quad (3-12)$$

由于 $\mathcal{H}_{\text{eff}}$ 是一个标量，因此 H^{λ_1, λ_2} 不能依赖于 J_z 。方程 (3-11) 中的指数项显然可以省略。我们可以看到，振幅现在被分解为两部分：运动学部分由 Wigner- d 矩阵描述，而动力学部分由 H^{λ_1, λ_2} 描述。利用方程 (3-7) 的逆，即

$$|p\hat{z}, \lambda_1, \lambda_2\rangle = \sum_J |J, J_z = \lambda_1 - \lambda_2, \lambda_1, \lambda_2\rangle, \quad (3-13)$$

可以得到

$$H^{\lambda_1, \lambda_2} = \langle p\hat{z}, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{H}_{\text{eff}} | i; J, \lambda_1 - \lambda_2 \rangle, \quad (3-14)$$

这对数值计算而言是十分方便的。

本文选择采用螺旋度方法对 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n D$ 的衰变进行分析，振幅定义如下：

$$H_j^\lambda \equiv \langle \mathbf{B}_n D_j, p\hat{z}, \lambda | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \mathbf{B}_b, J_z = \lambda \rangle, \quad (3-15)$$

其中 $\mathbf{B}_{n(b)} = \Lambda_{(b)}$ 和 $\Xi_{(b)}^{0,-}$ ， λ 和 $p\hat{z}$ 分别是 $\mathbf{B}_n$ 的螺旋度和 3 动量， $j = 0, \bar{0}, 1, 2$ 分别表示 $D^0, \bar{D}^0, D_{1,2}$ 介子， J_z 是角动量的 z 分量。正螺旋度振幅的比率为

$$H_0^+ : H_{\bar{0}}^+ : H_1^+ : H_2^+ = \sqrt{2} : \sqrt{2}r^+V : 1 + r^+V : 1 - r^+V, \quad (3-16)$$

其中 r^+ 由式(4-1)本身定义，而 V 对应于 CKM 矩阵元的比率

$$V = V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^* = |V|e^{-i\gamma} \quad (3-17)$$

负螺旋度的比率可以通过在公式 (4-1) 的上标中用 “-” 替换 “+” 来获得。这些振幅通过 CP 共轭相关联，如下式所示：

$$H_0^+ = -\overline{H_{\bar{0}}^-}, \quad H_{\bar{0}}^- = -\overline{H_0^+}, \quad (3-18)$$

其中我们假定了 $V_{cd}V_{cb}^*$ 是实数。螺旋度由于空间反演而改变符号，负号来自于 D 介子的宇称。电荷共轭振幅比率是

$$\overline{H_{\bar{0}}^-} : \overline{H_0^+} : \overline{H_1^+} : \overline{H_2^+} = -\sqrt{2}r^+V^* : -\sqrt{2} : -1 - r^+V^* : 1 - r^+V^*, \quad (3-19)$$

其中正螺旋度的振幅是通过在上标中交换 “ $\pm$ ” 获得的。结合方程 (4-1)-(4-3)，16 个复振幅由一个实参数和四个复参数参数化，给出为

$$|H_0^+|, \tilde{H} = \frac{H_{\bar{0}}^-}{H_0^+}, \quad r^\pm, \quad V, \quad (3-20)$$

这显著简化了分析。

$\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n D_j$ 的衰变宽度如下所示：

$$\Gamma_j = \frac{|\vec{p}|}{16\pi M_{\mathbf{B}_b}} \left(|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2 \right), \quad (3-21)$$

其中 $\vec{p}$ 是子粒子的 3 动量， $M_{\mathbf{B}_b}$ 是 $\mathbf{B}_b$ 的质量。

除衰变宽度外，级联衰变 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n(\rightarrow \mathbf{B}'_n \pi) D_j$ 在角分布中还提供了三个额外的观测量。其角分布可以通过多次采用上述螺旋度分析方法得到对 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n(\rightarrow \mathbf{B}'_n \pi) D_j$ ，其角分布为

$$D_j \propto \sum_{\lambda'_n, J_z} \rho_{J_z J_z} \left| \sum_{\lambda_n} H_j^{\lambda_n} H'^{\lambda'_n} e^{i\lambda_n \phi} d^{\frac{1}{2}}(\theta)^{J_z}_{\lambda_n} d^{\frac{1}{2}}(\theta_1)^{\lambda_n}_{\lambda'_n} \right|, \quad (3-22)$$

其中， $H_j^{\lambda_n}$ 描述了 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n D_j$ 的动力学，而 $H'^{\lambda'_n}$ 描述了 $\mathbf{B}_n \rightarrow \mathbf{B}'_n \pi$ 的动力学。这里， ρ 是 $\mathbf{B}_b$ 的极化密度矩阵，给出为

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + P_b) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(1 - P_b) \end{pmatrix}. \quad (3-23)$$

螺旋度振幅分析的一个巨大优势在于，我们无需写出粒子的波函数即可获得角分布，整个分析仅基于群论。

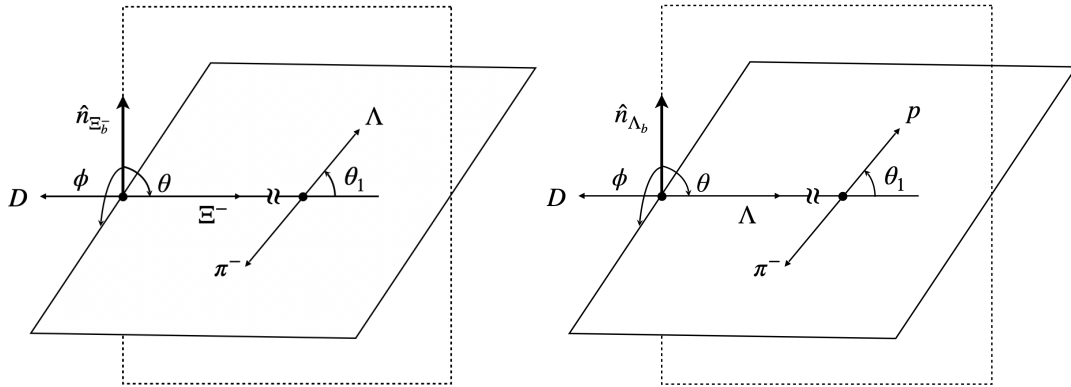


图 3-9 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n(\rightarrow \mathbf{B}'_n \pi) D$ 的衰变平面

Figure 3-9 Decay planes for $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n(\rightarrow \mathbf{B}'_n \pi) D$

据此可以得到 $\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n(\rightarrow \mathbf{B}'_n \pi) D_j$ 的角分布如下：

$$D_j(\vec{\Omega}) = \frac{1}{\Gamma_j} \frac{\partial^3 \Gamma_j}{\partial \cos \theta \partial \cos \theta_1 \partial \phi} = \frac{1}{8\pi} \left[1 + P_b \alpha_n \cos \theta \cos \theta_1 + \alpha_j (\alpha_n \cos \theta_1 + P_b \cos \theta) + P_b \alpha_n (\beta_j \sin \phi - \gamma_j \cos \phi) \sin \theta \sin \theta_1 \right] \quad (3-24)$$

其中 P_b 是 $\mathbf{B}_b$ 的极化率，取决于其产生方式，角度的定义如图3-9所示， (θ, ϕ) 和 θ_1 在 $\mathbf{B}_b$ 和 $\mathbf{B}_n$ 的静止参考系中确定。在方程(3-24)中， α_n 是 $\mathbf{B}_n \rightarrow \mathbf{B}'_n \pi$ 的上下不

对称参数, α_j , β_j 和 γ_j 如下定义:

$$\alpha_j = \frac{1 - |\tilde{H}_j|^2}{1 + |\tilde{H}_j|^2}, \quad \beta_j = \frac{-2\text{Im}(\tilde{H}_j)}{1 + |\tilde{H}_j|^2}, \quad \gamma_j = \frac{2\text{Re}(\tilde{H}_j)}{1 + |\tilde{H}_j|^2}, \quad (3-25)$$

其中 $\tilde{H}_j$ 由以下方式定义:

$$\tilde{H}_j = H_j^- / H_j^+, \quad (3-26)$$

表3-8中给出了 $\tilde{H}_j$ 的具体参数化方式, α_j 描述了末态重子的极化不对称性, β_j 代表了没有强相位的 T 破坏^[116]。

表 3-8 $\tilde{H}_j$ 的参数化
Table 3-8 The parameterization of $\tilde{H}_j$

D	$\tilde{H}_j(\mathbf{B}_b \rightarrow \mathbf{B}_n D)$	$\tilde{H}_j(\overline{\mathbf{B}}_b \rightarrow \overline{\mathbf{B}}_n D)$
D^0	$\tilde{H}$	$\frac{r^+}{r^-} \tilde{H}^{-1}$
$\overline{D}^0$	$\frac{r^-}{r^+} \tilde{H}$	$\tilde{H}^{-1}$
D_1	$\frac{1 + r^+ V}{1 + r^- V} \tilde{H}$	$\frac{1 + r^+ V^*}{1 + r^- V^*} \tilde{H}^{-1}$
D_2	$\frac{1 - r^+ V}{1 - r^- V} \tilde{H}$	$\frac{1 - r^+ V^*}{1 - r^- V^*} \tilde{H}^{-1}$

为了方便实验上测量 α_j , β_j 和 γ_j , 通常将它们重新表述为基于事件数量 N 的形式, 如下所示:

$$\begin{aligned} \alpha_j &= \frac{2}{\alpha_n} \frac{N(\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{D_j} < 0) - N(\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{D_j} > 0)}{N(\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{D_j} > 0) + N(\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{D_j} < 0)}, \\ \beta_j &= \frac{8}{P_b \alpha_n \pi} \frac{N\left((\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \times \hat{\mathbf{p}}_{D_j}) \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b} > 0\right) - N\left((\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \times \hat{\mathbf{p}}_{D_j}) \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b} < 0\right)}{N\left((\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \times \hat{\mathbf{p}}_{D_j}) \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b} > 0\right) + N\left((\hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n'} \times \hat{\mathbf{p}}_{D_j}) \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b} < 0\right)}, \\ \gamma_j &= \frac{8}{P_b \alpha_n \pi} \frac{N\left((\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b}) \cdot (\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n}') > 0\right) - N\left((\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b}) \cdot (\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n}') < 0\right)}{N\left((\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b}) \cdot (\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n}') > 0\right) + N\left((\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{n}}_{\mathbf{B}_b}) \cdot (\hat{\mathbf{p}}_{D_j} \times \hat{\mathbf{p}}_{\mathbf{B}_n}') < 0\right)}, \end{aligned} \quad (3-27)$$

方程在 $N \rightarrow \infty$ 的统计极限情况下成立。

CP 破坏的可观测量构造如下:

$$A_j^{CP} = \frac{\Gamma_j - \bar{\Gamma}_j}{\Gamma_j + \bar{\Gamma}_j}, \quad \Delta \xi_j = \frac{1}{2} \left(\xi_j + \bar{\xi}_j \right), \quad \Delta \gamma_j = \frac{1}{2} \left(\gamma_j - \bar{\gamma}_j \right), \quad (3-28)$$

其中 $\xi_j = \alpha_j, \beta_j$, Γ_j , ξ_j 和 γ_j 上的横线对应于重子的电荷共轭, $\bar{j} = \bar{0}, 0, 1, 2$, 对应于 $j = 0, \bar{0}, 1, 2$ 。注意 A_j^{CP} 是直接 CP 破坏的可观测量, 其他的是衰变角分布中的间接 CP 破坏观测量。

为了更清晰地看到 $\Delta\xi_j$ 以及 $\Delta\gamma_j$ 的形式, 我们将衰变参数重新表示为:

$$\xi_j^{CP} = \Delta\xi_j + \frac{1}{2}A_j^{CP} (\xi_j - \bar{\xi}_j), \quad \gamma_j^{CP} = \Delta\gamma_j + \frac{1}{2}A_j^{CP} (\gamma_j + \bar{\gamma}_j), \quad (3-29)$$

其中

$$\xi_j^{CP} = \frac{\xi_j\Gamma_j + \bar{\xi}_j\bar{\Gamma}_j}{\Gamma_j + \bar{\Gamma}_j}, \quad \gamma_j^{CP} = \frac{\gamma_j\Gamma_j - \bar{\gamma}_j\bar{\Gamma}_j}{\Gamma_j + \bar{\Gamma}_j}. \quad (3-30)$$

由于在具有 D^0 和 $\bar{D}^0$ 的衰变道中只有一个弱相位, 我们有

$$A_0^{CP} = A_{\bar{0}}^{CP} = \xi_0^{CP} = \xi_{\bar{0}}^{CP} = \gamma_0^{CP} = \gamma_{\bar{0}}^{CP} = 0, \quad (3-31)$$

这是从方程(4-1)-(4-3)推导而来的。方程(3-29)中的两个等式的右侧可以从实验中测量得到, 而左侧可以用以下紧凑的方式写出:

$$A_{1,2}^{CP} = \frac{\pm 2X_{\pm}}{\langle H_{1,2}^2 \rangle}, \quad \alpha_{1,2}^{CP} = \frac{\pm 2X_{\pm}}{\langle H_{1,2}^2 \rangle}, \quad \beta_{1,2}^{CP} = \frac{\pm 2\text{Re}(Y)}{\langle H_{1,2}^2 \rangle}, \quad \gamma_{1,2}^{CP} = \frac{\pm 2\text{Im}(Y)}{\langle H_{1,2}^2 \rangle}, \quad (3-32)$$

其中

$$X_{\pm} = -\text{Im}(V)\text{Im}(r^{\pm} \pm |\tilde{H}|^2 r^{\mp}), \quad Y = \text{Im}(V)\tilde{H}_j(r^{+*} - r^{-}), \\ \langle H_{1,2}^2 \rangle = 1 + |\tilde{H}|^2 \pm 2\text{Re}(r^+ + r^-|\tilde{H}|^2)\text{Re}(V) + (|r^+|^2 + |\tilde{H}r^-|^2)|V|^2 \quad (3-33)$$

很容易看出方程(3-28)中定义的观测量在 CP 变换下变号, 因为它们与 $\text{Im}(V)$ 成正比。

D_1 和 D_2 的 CP 破坏在方程(3-32)的分子中存在符号差异, 并非偶然, 这可以从以下恒等式中看出:

$$(\Gamma_1 + \bar{\Gamma}_1)\xi_1^{CP} + (\Gamma_2 + \bar{\Gamma}_2)\xi_2^{CP} = (\Gamma_0 + \bar{\Gamma}_0)\xi_0^{CP} + (\Gamma_{\bar{0}} + \bar{\Gamma}_{\bar{0}})\xi_{\bar{0}}^{CP} = 0, \\ (\Gamma_1 + \bar{\Gamma}_1)\gamma_1^{CP} + (\Gamma_2 + \bar{\Gamma}_2)\gamma_2^{CP} = (\Gamma_0 + \bar{\Gamma}_0)\gamma_0^{CP} + (\Gamma_{\bar{0}} + \bar{\Gamma}_{\bar{0}})\gamma_{\bar{0}}^{CP} = 0. \quad (3-34)$$

在方程(3-34)中, 第一个等式来自于物理量不依赖于基底 (无论是味道基底还是 CP 基底), 第二个等式来自于方程(3-31)。

为了定量分析衰变, 我们从有效哈密顿量开始^[250], 由下式给出

$$H_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{cb}V_{us}^* (C_1 O_1^c + C_2 O_2^c) + V_{ub}V_{cs}^* (C_1 O_1^u + C_2 O_2^u)] + \text{h.c.} \quad (3-35)$$

其中

$$O_1^c = (\bar{c}_\beta u_\alpha)_{V-A} (\bar{d}_\alpha b_\beta)_{V-A}, \quad O_2^c = (\bar{c}_\alpha u_\alpha)_{V-A} (\bar{d}_\beta b_\beta)_{V-A}, \\ O_1^u = (\bar{u}_\beta c_\alpha)_{V-A} (\bar{d}_\alpha b_\beta)_{V-A}, \quad O_2^u = (\bar{u}_\alpha c_\alpha)_{V-A} (\bar{d}_\beta b_\beta)_{V-A}, \quad (3-36)$$

其中 G_F 是费米常数, $C_{1,2}$ 是 Wilson 系数, α 和 β 对应颜色指标, h.c. 表示厄米共轭。这里采用了 Fierz 变换对算符进行整理。

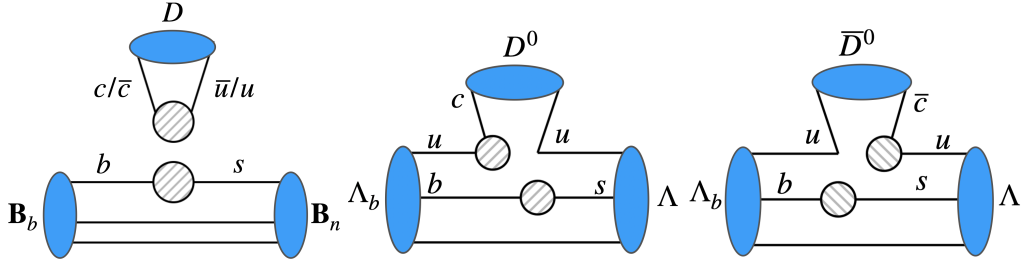


图 3-10 b 重子衰变的夸克图

Figure 3-10 Quark diagrams of the b-baryons decays

$B_b \rightarrow B_n D$ 的夸克图示于图 3-10 中, 其中对 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D$ 而言只有一个可能的图 (图 3-10 中左图) 相比之下, Λ_b 的衰变有两个额外的不可因子化图 (图 3-10 中的中间和右侧两图), 这会引入不同的强相位并增加分析的复杂性。下面, 除非另有说明, 我们集中讨论 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D$ 。

$\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D$ 的振幅比例可以从图 3-10 中以一种与模型无关的方式简单地读取。由于 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D^0$ 和 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \bar{D}^0$ 共享相同的衰变图, 它们受到强相互作用的修正也是相同的。因此, 我们推断在 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D$ 中 $r^\pm = 1$, 这导致

$$\Gamma_0 : \Gamma_{\bar{0}} : \Gamma_1 : \Gamma_2 = 2 : 2\bar{\rho}^2 + 2\bar{\eta}^2 : 1 + 2\bar{\rho} + \bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2 : 1 - 2\bar{\rho} + \bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2 \quad (3-37)$$

精确到 $O(\lambda^4)$, 其中 $\lambda, \bar{\rho}$ 和 $\bar{\eta}$ 是 CKM 矩阵的 Wolfenstein 参数²[132]。

由于总的衰变比率与选择味道基底或 CP 基底无关, 我们有

$$\Gamma_0 + \Gamma_{\bar{0}} = \Gamma_1 + \Gamma_2, \quad (3-38)$$

这也可以从方程式 (3-37) 中很容易看出。

因此, 除了两个参数 $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 外, 只有两个独立的比例。显然, 可以从实验中提取出 $\bar{\rho}$ 和 $\bar{\eta}$, 即

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2} (R_1 - R_2), \quad \bar{\eta} = \sqrt{R_1 + R_2 - \frac{1}{4} (R_1 - R_2)^2 - 1}, \quad (3-39)$$

其中 $R_{1,2} = \Gamma_{1,2}/\Gamma_0$ 。值得注意的是, 这些推导不需要考虑电荷共轭态。我们强调方程式 (3-37) 和 (3-39) 是基于对夸克图的分析, 与模型无关。

为了估计实验上可能测量到的结果, 我们采用朴素因子化的框架进行计算。振幅可写为

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} a_2 V_{cb} V_{us}^* \langle D^0 | (\bar{c}u)_{V-A} | 0 \rangle \langle \Xi^- | (\bar{s}b)_{V-A} | \Xi_b^- \rangle, \quad (3-40)$$

其中 a_2 是色压低衰变的有效 Wilson 系数。对于数值结果, 我们采用大 N_c 极限,

²这里, $\lambda = |V_{us}|/\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}$, $\bar{\rho} + i\bar{\eta} = -(V_{ud}V_{ub}^*)/(V_{cd}V_{cb}^*)$ 。

表 3-9 衰变宽度和其他可观测量
 Table 3-9 Decay widths and observables

Baryon	D	Γ/Γ_0	$10^6 B$	α_j	γ'_j
$\Xi_b^- \rightarrow \Xi^-$	D^0	$\equiv 1$	9.7 ± 1.6	-0.99 ± 0.01	0.06 ± 0.02
	D_1	0.71 ± 0.02	6.9 ± 1.2		
	D_2	0.43 ± 0.01	4.2 ± 0.7		
	$\overline{D^0}$	0.14 ± 0.01	1.4 ± 0.3		
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda$	D^0	$\equiv 1$	6.6 ± 0.6	-0.99 ± 0.01	0.06 ± 0.02
	D_1	0.71 ± 0.02	4.7 ± 0.5		
	D_2	0.43 ± 0.01	2.9 ± 0.3		
	$\overline{D^0}$	0.14 ± 0.01	0.9 ± 0.1		

这导致 $a_2 = c_2 = -0.365^{[250]}$ 。重子跃迁矩阵元可以进一步被参数化为

$$\begin{aligned}
 \langle \Xi^- | \bar{s}^\mu b | \Xi_b^- \rangle &= \bar{u} \left(f_1 (M_D^2) \gamma^\mu - f_2 (M_D^2) i \sigma_{\mu\nu} \frac{p_D^\nu}{M_{\Xi_b^-}} + f_3 (M_D^2) \frac{p_D^\mu}{M_{\Xi_b^-}} \right) u_b \\
 \langle \Xi^- | \bar{s} \gamma^\mu \gamma^5 b | \Xi_b^- \rangle &= \bar{u} \left(g_1 (M_D^2) \gamma^\mu - g_2 (M_D^2) i \sigma_{\mu\nu} \frac{p_D^\nu}{M_{\Xi_b^-}} + g_3 (M_D^2) \frac{p_D^\mu}{M_{\Xi_b^-}} \right) \gamma^5 u_b,
 \end{aligned} \quad (3-41)$$

其中 $u_{(b)}$ 是 $\Xi_{(b)}^-$ 的 Dirac 旋量, $M_{D(\Xi_b^-)}$ 和 p_D^μ 分别是 $D(\Xi_b^-)$ 的质量和 4-动量, f_i 和 g_i 是形状因子, $i = 1, 2, 3$ 。螺旋度振幅与形状因子的关系如下

$$H_0^\pm = Q_+ A \mp Q_- B, \quad (3-42)$$

其中

$$\begin{aligned}
 Q_\pm &= \sqrt{(M_{\Xi_b^-} \pm M_{\Xi^-})^2 - M_D^2} \\
 A &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_2 f_D V_{cb} V_{us}^* \left[(M_{\Xi_b^-} - M_{\Xi^-}) f_1 + \frac{M_D^2}{M_{\Xi_b^-}} f_3 \right], \\
 B &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_2 f_D V_{cb} V_{us}^* \left[(M_{\Xi_b^-} + M_{\Xi^-}) g_1 - \frac{M_D^2}{M_{\Xi_b^-}} g_3 \right].
 \end{aligned} \quad (3-43)$$

其余振幅可以通过在公式 (4-1) 中取 $r^\pm = 1$ 得到。

在这项工作中, 形状因子是通过 HBM 计算得到的^[116]。所有模型参数都可以从质量谱中提取, 给出为^[251]

$$R = (4.6 \pm 0.2) \text{ GeV}^{-1}, \quad M_{u,d} = 0, \quad M_s = 0.28 \text{ GeV}, \quad M_b = 5.093 \text{ GeV}, \quad (3-44)$$

在表 3-9 中, 我们列出了衰变宽度和其他可观测量的数值。在手征极限下, 由于弱相互作用而产生的 s 夸克是左手的, 这导致 $\alpha_j \approx -1$ 。因此, 我们有 $\beta_j = 0$, 因

为 $\tilde{H}$ 在朴素因子化方案内是实数。此外，由于没有相对强的相位，因此不存在 CP 破坏效应。

本文还给出了用朴素因子化估计的 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda D$ 的结果，以便与文献中的结果进行比较。本文对 $B(\Lambda_b \rightarrow D^0 \Lambda)$ 的预测大约比文献^[140]中的预测大 1.2 倍，比文献^[138]中的预测大两倍。这是由于我们的研究中使用了更大的 a_2 。由于 α_j 独立于 a_2 ， α_j 的预测值与文献^[138]中的预测值非常一致，这是朴素因子化方法的直接结果。

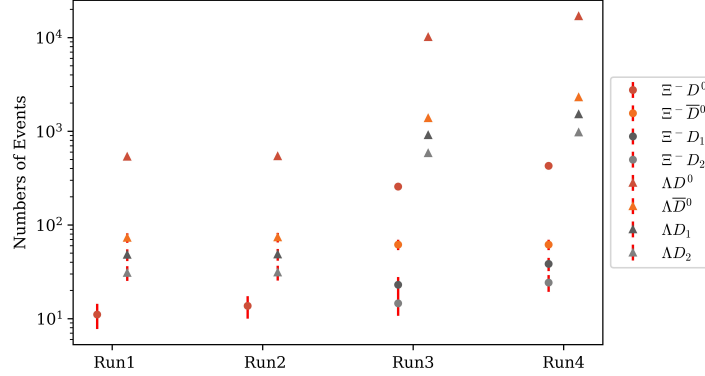


图 3-11 LHCb 上能探测到的 $N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D)$ 和 $N(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^-(\rightarrow \Lambda\pi)D)$ 的估计值
Figure 3-11 The estimated values of $N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D)$ and $N(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^-(\rightarrow \Lambda\pi)D)$ at LHCb

可以通过味道和 CP 标记的 D 介子级联衰变为^[252]

$$\begin{aligned} D^0 &: K^-\pi^+, K^-\pi^+\pi^0, K^-\pi^+\pi^+\pi^-, K^-e^+\nu_e, \\ D_1 &: K_S^0\pi^0, K_S^0\eta, K_S^0\omega, K_S^0\eta', \\ D_2 &: K^+K^-, \pi^+\pi^-, K_S^0\pi^0\pi^0, K_L^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0. \end{aligned} \quad (3-45)$$

通过将这些衰变道的分支比整合起来，我们得到采用味道标记理论效率为 30%，采用 CP 标记对 $D_{1,2}$ 介子效率分别为 (3.8, 4.0)%。在图 3-11 中给出了估计。其中首先要对实验上可以重建的事例数进行估计。LHCb Run1 和 Run2 的粒子产生率在文献^[253]中给出，分别为

$$\frac{f_{\Xi_b^-}}{f_{\Lambda_b}} = (6.7 \pm 2.1, 8.2 \pm 2.7) \times 10^{-2}, \quad (3-46)$$

其中 $f_{\mathbf{B}_b}$ 是 $\mathbf{B}_b$ 的产生率。在 LHCb Run1 和 Run2 中，取 $B(\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi) = (5.8 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ ^[29,139] 以及 $N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi) = (1.33, 1.48) \times 10^4$ ^[253]，可以发现对 Run1 和 Run2 分别有

$$N_{\Lambda_b}(N_{\Xi_b^-}) = 5.80 \times 10^9 (3.89 \times 10^8), \quad (3-47)$$

以及

$$N_{\Lambda_b}(N_{\Xi_b^-}) = 5.86 \times 10^9 (4.81 \times 10^8), \quad (3-48)$$

另一方面，在 LHCb Run3 和 Run4 有

$$N_{\Lambda_b}(N_{\Xi_b^-}) = 1.10 \times 10^{11} (9.01 \times 10^9), \quad (3-49)$$

以及

$$N_{\Lambda_b}(N_{\Xi_b^-}) = 1.83 \times 10^{11} (1.50 \times 10^{10}), \quad (3-50)$$

在这里我们采用了 LHCb Run3 积分流明为 LHCb Run2 的 18.75 倍大, LHCb Run4 积分流明为 LHCb Run2 的 31.25 倍大^[254], 据此对事例数进行了估计。

$$\begin{aligned} N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D) &= N_{\Lambda_b} \times \mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D) \times \epsilon_{\text{Dtag}} \times \epsilon_{\text{exp}}, \\ N(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^-(\rightarrow \Lambda\pi^-)D) &= N_{\Xi_b^-} \times \mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^-(\rightarrow \Lambda\pi^-)D) \times \epsilon_{\text{Dtag}} \times \epsilon_{\text{exp}} \end{aligned} \quad (3-51)$$

其中 N 表示观察到的事件的数量, 而 $N_{\mathbf{B}_b}$ 是实验中 $\mathbf{B}_b = \Lambda_b, \Xi_b^-$ 的产生数。对于 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D$ 和 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi(\rightarrow p\pi^-)D$, 探测器效率 ϵ_{exp} 分别为 7.25% 和 0.96%^[253]。

从图 3-11 中我们可以得到 $N(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^-(\rightarrow \Lambda\pi^-)D^0, \bar{D}^0, D_1) = (200, 50, 20)$ LHCb Run3, 足以通过公式 (3-39) 测量 $\bar{\eta}$ 和 $\bar{\rho}$ 。在 LHC Run4 中, $N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D^0)$ 和 $N(\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D_{1,2})$ 将分别为 2×10^4 和 2×10^3 , 提供足够的数据点来重建完整的角度分布, 并允许实验提取 γ 。

第4章 粲偶素物理

本节中我们将对有重子-反重子对产生的过程进行研究。由于涉及到从真空中产生夸克-反夸克对，这类过程通常是不可微扰计算的。本文采用 3P_0 模型描述夸克-反夸克对的产生，并结合 HBM 给出重子对产生的矩阵元，进而得出理论计算的结果。我们以 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 为例，并探讨了利用该过程中的宇称破坏效应寻找新物理的可能性。

4.1 矢量粲偶素的同位旋破坏衰变

对矢量粲偶素衰变到一对强子的过程 $\psi \rightarrow hh'$ ，其振幅可以分为三类： $\mathcal{A}^{ggg}$ 、 $\mathcal{A}^\gamma$ 和 $\mathcal{A}^{gg\gamma}$ ，其中 $\mathcal{A}^X$ 表示 $\mathcal{A}(\psi \rightarrow X \rightarrow hh')$ 。¹ 这些振幅可以被参数化为

$$\mathcal{A}_{\lambda_B \lambda_{\bar{B}'}} = \mathcal{A}_{\lambda_B \lambda_{\bar{B}'}}^{ggg} + \mathcal{A}_{\lambda_B \lambda_{\bar{B}'}}^{gg\gamma} + \mathcal{A}_{\lambda_B \lambda_{\bar{B}'}}^\gamma = \mathcal{A}_{\lambda_B \lambda_{\bar{B}'}}^S (1 + R)e^{i\varphi} + \mathcal{A}_{\lambda_B \lambda_{\bar{B}'}}^\gamma, \quad (4-1)$$

其中 φ 是强衰变振幅和电磁衰变振幅之间的相对相角。混合振幅 $\mathcal{A}^{gg\gamma}$ 与强衰变振幅 $\mathcal{A}^{ggg}$ 之间存在如下比例关系^[160],

$$R \equiv \frac{\mathcal{A}^{gg\gamma}}{\mathcal{A}^{ggg}} = -\frac{4\alpha Q_B}{5\alpha_s}, \quad (4-2)$$

其中 $\alpha_{\text{em(s)}}$ 是 QED (QCD) 的精细结构常数， Q_B 是末态重子的电荷。一般来说，主导振幅是 $\mathcal{A}^{ggg}$ ，因为 $\mathcal{A}^{ggg}/\mathcal{A}^\gamma \propto \alpha_s^3/\alpha_{\text{em}} \approx 2$ ，² 这样占主导的振幅显然难以进行计算，因为在粲夸克能标下，QCD 的非微扰效应起主导作用。在破坏同位旋的情况下，上述主导关系被颠倒为 $\mathcal{A}^\gamma \gg \mathcal{A}^{ggg}$ ，因为后者受到 u 和 d 夸克之间极小质量差的压低。仅考虑 $\mathcal{A}^\gamma$ 就足够了，如图4-1所示。

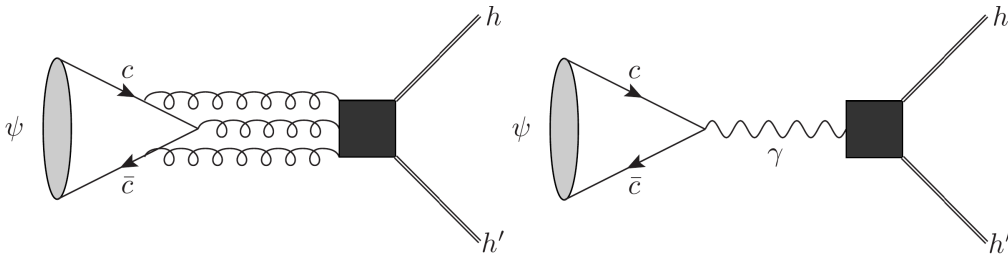


图 4-1 $\psi \rightarrow hh'$ 的衰变夸克图，其中双线表示强子

Figure 4-1 The quark diagrams of $\psi \rightarrow hh'$, where the double lines represent hadrons

接下来，本文将专门考虑破坏同位旋的衰变，并取 u 和 d 夸克的质量相等。因此，在下文中将丢弃 $\mathcal{A}^\gamma$ 的上标，该振幅可按照以下螺旋度形式进行分解：

$$\mathcal{A}_{\lambda_h \lambda_{h'}} = 4\pi\alpha Q_c \frac{f_\psi}{M_\psi} \sum_{q=u,d,s} Q_q M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^q, \quad M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^q = \epsilon_\mu \langle \lambda_h; \lambda_{h'} | \bar{q} \gamma^\mu q | 0 \rangle, \quad (4-3)$$

¹ $\mathcal{A}^{gg}$ 被宇称守恒所禁止。

² 这种朴素的估计与 $B(J/\psi \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{hadrons})/B(J/\psi \rightarrow ggg) = 0.211 \pm 0.006$ 的实验数据相符^[199]。

其中 Q_q 是夸克 q 的电荷, $\lambda_{h^{(i)}}$ 是强子 $h^{(i)}$ 的螺旋度, f_ψ, M_ψ 和 ϵ_μ 分别是 ψ 的衰变常数、质量和极化矢量。由于同位旋必须被破坏, 振幅中同位旋守恒的部分必须消失, 即:

$$M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^u + M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^d = M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^s = 0, \quad (4-4)$$

这导致 $\sum_q Q_q M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^q = M_{\lambda_h \lambda_{h'}}^u$ 。

由上述振幅, 可以得到 $\psi \rightarrow hh'$ 的分支比

$$B(\psi \rightarrow hh') = \frac{1}{3} \frac{|\vec{p}_h|}{8\pi M_\psi^2 \Gamma_\psi} \sum_{\lambda_h, \lambda_{h'}} |\mathcal{A}_{\lambda_h \lambda_{h'}}|^2, \quad (4-5)$$

其中 Γ_ψ 是 ψ 的总衰变宽度, $\vec{p}$ 是 h 在 ψ 的静止系中的三动量。对于 $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow hh'$, 在角分布中还有一个额外的参数 α , 定义为

$$\frac{d\Gamma}{d\cos\theta} \propto 1 + \alpha \cos^2\theta, \quad \alpha = \frac{|\mathcal{A}_T|^2 - 2|\mathcal{A}_L|^2}{|\mathcal{A}_T|^2 + 2|\mathcal{A}_L|^2}, \quad (4-6)$$

其中 $(\mathcal{A}_T, \mathcal{A}_L)$ 对应于螺旋度振幅中的 $(\mathcal{A}_{+-}, \mathcal{A}_{++})$, θ 是入射的正负电子对 e^+e^- 和出射的强子对 hh' 的三动量之间的夹角。

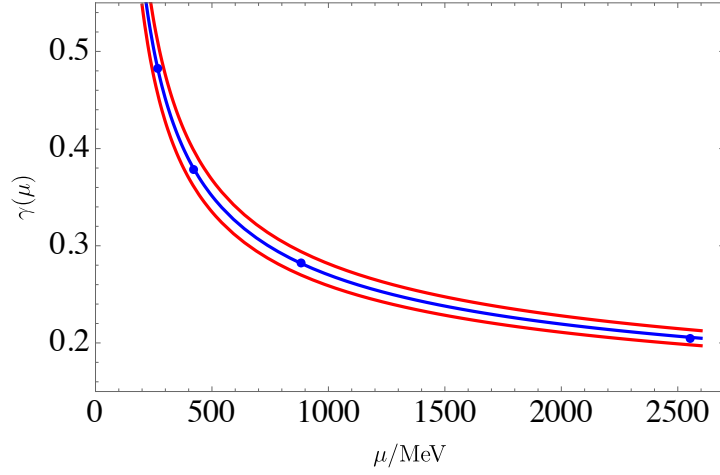
由于同位旋破坏效应的存在, 本文重点关注重子-反重子末态 $\Lambda \bar{\Sigma}^0$ 及其电荷共轭态。方程(4-3)中的矩阵元可以进一步用形状因子 (G_E, G_M) 和 (f_1, f_2) 等价地参数化为

$$\begin{aligned} M_{\lambda_\Lambda \lambda_{\bar{\Sigma}^0}}^q &= \epsilon_\mu \bar{u} \left[G_M(q^2) \gamma^\mu + \frac{M_+}{q^2} (G_M(q^2) - G_E(q^2)) q^\mu \right] v, \\ &= \epsilon_\mu \bar{u} \left[f_1(q^2) \gamma^\mu + f_2(q^2) \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{M_+} \right] v, \end{aligned} \quad (4-7)$$

其中 $q^\mu = p^\mu + p'^\mu$, p^μ (p'^μ) 和 u (v) 分别是 Λ ($\bar{\Sigma}^0$) 的四动量和 Dirac 旋量。形状因子与螺旋度幅度之间的关系如下

$$\mathcal{A}_T = \sqrt{2(M_\psi^2 - M_-^2)} G_M(s), \quad \mathcal{A}_L = \frac{M_+}{M_\psi} \sqrt{M_\psi^2 - M_-^2} G_E(s). \quad (4-8)$$

在这个工作中, 我们采用 **HBM** 对形状因子进行计算。**HBM** 中重子态的构造和波函数已经在第2.2节中给出, 这里不再赘述。正如方程(4-7)所示, $\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的衰变由 $\Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的电磁形状因子描述。然而, 即使已知强子波函数, 形状因子也无法直接计算。除了由光子产生的夸克-反夸克对外, 还需要另外两对夸克-反夸克才能形成一个重子和一个反重子。计算重子-反重子对的产生矩阵元的一种可能方式是在强子层面采用交叉对称性^[255]。然而, 这是在假设形状因子中不存在奇点的情况下进行的。在本文中, 我们采用 3P_0 模型来描述夸克-反夸克对的产生。通过插入 3P_0 算符, 可以直接计算类时形状因子。这样的形状因子可以在 **BESIII** 实验中高精度测量^[256], 这为理论研究提供了宝贵的信息。关于该模型和本文的方法的详细信息可以在本节的其余部分找到。

图 4-2 3P_0 算符有效耦合常数 γ_q 随能标跑动行为Figure 4-2 The running behavior of effective coupling γ_q from 3P_0 operator

在 3P_0 模型中，夸克-反夸克对由 3P_0 算符产生^[257]：

$$T_q = \sqrt{3} \gamma_q \int d^3\vec{x} : \bar{q}(\vec{x}) q(\vec{x}) : , \quad (4-9)$$

其中 γ_q 是描述产生强度的无量纲参数， $\sqrt{3}$ 是一个色因子。 3P_0 算符是能产生夸克-反夸克对的最简单的有效算符，它起源于基本的 QCD 相互作用。此外，QCD 中的胶子-夸克耦合以及胶子凝聚效应都被吸收到有效耦合常数 γ_q 中^[172]。因此，可以合理地假设有效耦合常数 γ_q 是一个随能标变化且与模型无关的参数，其跑动行为如下

$$\gamma_q(\mu) = \frac{\gamma_{q0}}{\log(\mu/\mu_0)}. \quad (4-10)$$

在唯象学中，可以从各种衰变实验中拟合参数 γ_{q0} 和 μ_0 。本文中这些参数取自文献^[257]。我们强调 γ_q 不应依赖于强子波函数，因为它本质上描述的是在夸克水平上的产生强度。图 4-2 给出了 γ_q 随能标的跑动行为

采用这些唯象学模型，矩阵元现在被给出为：

$$\begin{aligned} M_{\lambda_\Lambda \lambda_{\bar{\Sigma}^0}}^u &= \epsilon_\mu \langle \lambda_\Lambda; \lambda_{\bar{\Sigma}^0} | \bar{u} \gamma^\mu u T_d T_s | 0 \rangle \\ &= 3\gamma_q^2 \sum_{[\lambda]} N^{\lambda_\Lambda \lambda_{\bar{\Sigma}^0}}([\lambda]) \int d^3\vec{x}_\Delta \Gamma_{\lambda_u \lambda_{\bar{u}}}^{\lambda_\psi}(\vec{x}_\Delta) E_{\lambda_d \lambda_{\bar{d}}}(\vec{x}_\Delta) E_{\lambda_s \lambda_{\bar{s}}}(\vec{x}_\Delta), \end{aligned} \quad (4-11)$$

其中 $[\lambda]$ 包含了所有夸克自旋， $N^{\lambda_\Lambda \lambda_{\bar{\Sigma}^0}}([\lambda])$ 是自旋-味道重叠。顶点函数 $\Gamma_{\lambda_u \lambda_{\bar{u}}}^\psi$ 和 $E_{\lambda_q \lambda_{\bar{q}}}$ 分别对应于由 QED 顶点和 T_q 算符导致的夸克-反夸克对的产生顶点，它们的具体表达式如下所示：

$$\begin{aligned} \Gamma_{\lambda_u \lambda_{\bar{u}}}^{\lambda_\psi}(\vec{x}_\Delta) &= \int d^3\vec{x}_u G_{\lambda_u \lambda_{\bar{u}}}^{\lambda_\psi} = \int d^3\vec{x}_u \phi_{u\lambda_u}^\dagger(\vec{x}_u + \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta) \Upsilon \bar{\phi}_{\bar{u}\lambda_{\bar{u}}}^*(\vec{x}_u - \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta), \\ E_{\lambda_q \lambda_{\bar{q}}}(\vec{x}_\Delta) &= \int d^3\vec{x}_q \mathcal{E}_{\lambda_q \lambda_{\bar{q}}} = \frac{1}{\gamma} \int d^3\vec{x}_q \phi_{q\lambda_q}^\dagger(\vec{x}_q + \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta) S \bar{\phi}_{\bar{q}\lambda_{\bar{q}}}^*(\vec{x}_q - \frac{1}{2}\vec{x}_\Delta), \end{aligned} \quad (4-12)$$

其中 $\Upsilon = S_v \gamma^0 \epsilon_\mu \gamma^\mu S_{-v}$, $S \equiv S_v \gamma^0 S_{-v}$, $S_{\pm v} = (\sqrt{\gamma+1} \pm \sqrt{\gamma-1} \gamma^0 \gamma^3) / \sqrt{2}$ 将波函数向 $\pm z$ 方向 boost,³ $\bar{\phi}$ 是波函数 ϕ 的电荷共轭。请注意, 这里没有旁观夸克, 这与前面所计算的形状因子明显不同。此外, 假如没有在方程 (4-12) 中引入 3P_0 算符, 则 $S = 1$ 。这会导致任意自旋构型下的 $E_{\lambda_q \lambda_{\bar{q}}}(\vec{x}_\Delta)$ 为零。

从方程 (4-11) 和 (4-12) 可以看出, 为了得到最终结果, 必须执行一个十二重积分。通过对不同积分选择适当的坐标系, 本文成功地将计算的复杂性显著降低。为进一步说明, 首先给出了 HBM 中夸克和反夸克袋波函数如下:

$$\phi_q = \begin{pmatrix} u \chi \\ i v \hat{r} \cdot \vec{\sigma} \chi \end{pmatrix}, \quad \bar{\phi}_{\bar{q}} = i \gamma^2 \phi_q, \quad (4-13)$$

其中 $u = \sqrt{E_q + m_q} j_0(p_q r)$, $v = \sqrt{E_q - m_q} j_1(p_q r)$, χ 是通常的 Pauli 自旋量子态, 其中 $E_q = \sqrt{m_q^2 + p_q^2}$, $\chi_\uparrow = (1, 0)^T$ 和 $\chi_\downarrow = (0, 1)^T$ 。空间分布由 $j_{0,1}(p_q r)$ 的零阶和一阶球贝塞尔函数控制, 其中 p_q 是量子化的 3-动量

$$\tan(p_q R) = \frac{p_q R}{1 - m_q R - E_q R}, \quad (4-14)$$

R 是从质量谱中拟合出的强子的袋半径。

本文采用以下归一化条件来描述重子态

$$\langle \vec{\Lambda}, \lambda_\Lambda | \vec{\Lambda}', \lambda'_\Lambda \rangle = u_\Lambda^\dagger u'_\Lambda (2\pi)^3 \delta^3(\vec{p}_\Lambda - \vec{p}'_\Lambda), \quad (4-15)$$

其中 $u_\Lambda, \lambda_\Lambda$ 是 Λ 重子的自旋量子态和自旋, 其归一化因子被发现为

$$N_\Lambda = \left(\frac{1}{\bar{u}_\Lambda u_\Lambda} \int d^3 \vec{x}_\Delta \prod_{q=u,d,s} D^q(\vec{x}_\Delta) \right)^{-1/2}, \quad (4-16)$$

其中

$$D^q(\vec{x}_\Delta) = \int d^3 \vec{x}_q D^q = \int d^3 \vec{x}_q \phi_q^\dagger \left(\vec{x}_q + \frac{1}{2} \vec{x}_\Delta \right) \phi_q \left(\vec{x}_q - \frac{1}{2} \vec{x}_\Delta \right). \quad (4-17)$$

请注意, $D^q(\vec{x}_\Delta)$ 不依赖于重子的速度和自旋。

为了计算方程 (4-12) 和 (4-17), 我们使用了图 4-3 中的坐标, 其中 $\hat{z}$ 和 $\hat{z}'$ 被选为与 $\vec{v}$ 和 $\vec{x}_\Delta$ 平行。通过将积分变量从 $d^3 \vec{x}_q$ 更改为 $d p d z' d \phi$ 并对 $d \phi$ 进行积分, 我们得到

$$\int D^q d \phi = 2\pi (\mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 + 2\mathcal{E}_4), \quad (4-18)$$

$$\begin{aligned} \int \mathcal{E}_{\pm\mp} d \phi &= \mp 2\pi e^{\mp i \bar{\phi}} \sin \theta (i \mathcal{E}_1 + 2v \cos \theta \mathcal{E}_3 - 2v \cos \theta \mathcal{E}_4), \\ \int \mathcal{E}_{\pm\pm} d \phi &= 2\pi (i \cos \theta \mathcal{E}_1 + v \mathcal{E}_2 + v \cos 2\theta \mathcal{E}_3 - 2v \cos^2 \theta \mathcal{E}_4), \end{aligned} \quad (4-19)$$

³为了避免符号滥用, 我们在 $S_{\pm v}$ 中采用了 $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$ 的传统定义, 这不应与 T_q 中的 γ_q 耦合混淆。

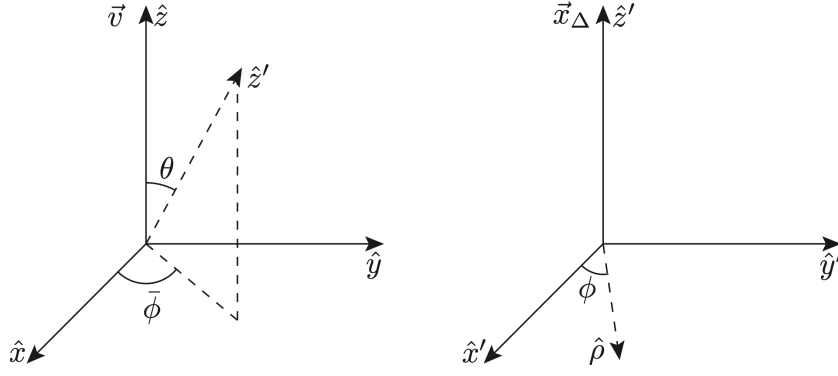

 图 4-3 袋模型计算中采用的坐标系，其中 $\hat{z} \parallel \vec{v}, \hat{z}' \parallel \vec{x}_\Delta$

 Figure 4-3 Coordinates in the calculation of HBM, where $\hat{z} \parallel \vec{v}, \hat{z}' \parallel \vec{x}_\Delta$

$$\begin{aligned}
 \int G_{\pm\mp}^\pm d\phi &= 2\sqrt{2}\pi\gamma [iv \cos \theta \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \cos^2 \theta \mathcal{E}_3 + \sin^2 \theta \mathcal{E}_4], \\
 \int G_{\mp\pm}^\pm d\phi &= 2\sqrt{2}\pi\gamma e^{\pm 2i\bar{\phi}} \sin^2 \theta (\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4), \\
 \int G_{\pm\pm}^\pm d\phi &= \int G_{\mp\mp}^\pm d\phi = \sqrt{2}\pi\gamma e^{\pm i\bar{\phi}} \sin \theta [\pm iv \mathcal{E}_1 + 2 \cos \theta (\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4)], \\
 \int G_{\pm\mp}^3 d\phi &= \mp 2\pi e^{\mp i\bar{\phi}} \sin 2\theta (\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4), \\
 \int G_{\pm\pm}^3 d\phi &= 2\pi (-\mathcal{E}_2 + \cos 2\theta \mathcal{E}_3 - 2 \cos^2 \theta \mathcal{E}_4),
 \end{aligned} \tag{4-20}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_1 &= \frac{z_-}{r_-} u^+ v^- - \frac{z_+}{r_+} u^- v^+, & \mathcal{E}_2 &= u^+ u^-, \\
 \mathcal{E}_3 &= z_+ z_- \frac{v^+ v^-}{r_+ r_-}, & \mathcal{E}_4 &= \frac{1}{2} \rho^2 \frac{v^+ v^-}{r_+ r_-},
 \end{aligned} \tag{4-21}$$

$u^\pm = u(\vec{x} \pm \vec{x}_\Delta/2)$, $v^\pm = v(\vec{x} \pm \vec{x}_\Delta/2)$, $z_\pm = z \pm |\vec{x}_\Delta|/2$ 和 $r_\pm = \sqrt{z_\pm^2 + \rho^2}$ 。

对末态重子 Λ 和 $\bar{\Sigma}^0$ ，这里列出其自旋-味道波函数

$$\begin{aligned}
 |\Lambda, \uparrow\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (d_\downarrow^\dagger u_\uparrow^\dagger - d_\uparrow^\dagger u_\downarrow^\dagger) s_\uparrow^\dagger |0\rangle, \\
 |\Lambda, \downarrow\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (d_\downarrow^\dagger u_\uparrow^\dagger - d_\uparrow^\dagger u_\downarrow^\dagger) s_\downarrow^\dagger |0\rangle,
 \end{aligned} \tag{4-22}$$

$$\begin{aligned}
 |\bar{\Sigma}^0, \uparrow\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (-s_\uparrow d_\downarrow u_\uparrow - s_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow + 2s_\downarrow d_\uparrow u_\uparrow) |0\rangle, \\
 |\bar{\Sigma}^0, \downarrow\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (s_\downarrow d_\uparrow u_\downarrow + s_\downarrow d_\downarrow u_\uparrow - 2s_\uparrow d_\downarrow u_\downarrow) |0\rangle,
 \end{aligned} \tag{4-23}$$

将它们代入方程(4-11)，我们得到

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_T &\propto \frac{1}{2\sqrt{3}} \langle -\Gamma_{--}^+ E_{++}^d E_{+-}^s + 2\Gamma_{--}^+ E_{+-}^d E_{++}^s - \Gamma_{-+}^+ E_{+-}^d E_{+-}^s \\
 &\quad + \Gamma_{+-}^+ E_{-+}^d E_{+-}^s - 2\Gamma_{+-}^+ E_{--}^d E_{++}^s + \Gamma_{++}^+ E_{--}^d E_{+-}^s \rangle, \\
 \mathcal{A}_L &\propto \frac{1}{2\sqrt{3}} \langle +\Gamma_{-+}^0 E_{+-}^d E_{++}^s + \Gamma_{--}^0 E_{++}^d E_{++}^s - 2\Gamma_{-+}^0 E_{++}^d E_{+-}^s \\
 &\quad - \Gamma_{++}^0 E_{--}^d E_{++}^s - \Gamma_{+-}^0 E_{-+}^d E_{++}^s + 2\Gamma_{++}^0 E_{-+}^d E_{+-}^s \rangle.
 \end{aligned} \tag{4-24}$$

由于宇称守恒，这些振幅在变换 $(\lambda_\psi, \lambda_q, \lambda_{\bar{q}}) \rightarrow (-\lambda_\psi, -\lambda_q, -\lambda_{\bar{q}})$ 下保持不变，这导致

$$\begin{aligned}
 \langle -\Gamma_{--}^+ E_{++}^u E_{+-}^s + \Gamma_{++}^+ E_{--}^u E_{+-}^s \rangle &= 0, \\
 \langle -\Gamma_{++}^0 E_{--}^u E_{++}^s + \Gamma_{--}^0 E_{++}^u E_{++}^s \rangle &= 0, \\
 \langle -\Gamma_{+-}^0 E_{-+}^u E_{++}^s + \Gamma_{-+}^0 E_{+-}^u E_{++}^s \rangle &= 0.
 \end{aligned} \tag{4-25}$$

通过插入方程 (4-13) 可得

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_T &= C_B \langle 2\Gamma_{--}^+ E_{+-}^d E_{++}^s - \Gamma_{-+}^+ E_{+-}^d E_{+-}^s + \Gamma_{+-}^+ E_{-+}^d E_{+-}^s - 2\Gamma_{+-}^+ E_{--}^d E_{++}^s \rangle, \\
 \mathcal{A}_L &= C_B \langle -2\Gamma_{-+}^0 E_{++}^d E_{+-}^s + 2\Gamma_{++}^0 E_{-+}^d E_{+-}^s \rangle, \\
 C_B &= 4\pi\alpha Q_c \frac{f_\psi}{M_\psi} 3\gamma_q^2 N_\Lambda N_{\bar{\Sigma}^0} \frac{1}{2\sqrt{3}},
 \end{aligned} \tag{4-26}$$

其中 N 是归一化常数， $\langle \dots \rangle$ 表示 $\int d^3\vec{x}_\Delta$ 。在对 $\vec{x}_\Delta$ 的积分中，本文采用球坐标系，对角度 $\bar{\phi}$ 和 θ 的积分可以通过解析计算完成，而对 $|\vec{x}_\Delta|$ 则必须通过数值积分得到。

本文通过 $\psi \rightarrow e^+e^-$ 实验提取衰变常数为 $f_{J/\psi} = 416\text{MeV}$ 和 $f_{\psi(2S)} = 294\text{MeV}$ 。 Λ 和 $\bar{\Sigma}^0$ 的袋子半径取为 5GeV^{-1} 。 $\gamma_q(\mu)$ 随能标的跑动取自文献^[257]，由重介子的衰变宽度拟合得到，其中 μ 是能量标度。为了保守起见，本文考虑 μ 具有的 10% 不确定度。最终得到对 J/ψ 的衰变 $\gamma_q = 0.295(14)$ ，对 $\psi(2S)$ 的衰变 $\gamma_q = 0.278(13)$ 。

表 4-1 $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的形状因子

Table 4-1 The form factors for $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$

	$G_E(M_\psi^2)$	$G_M(M_\psi^2)$	$f_1(M_\psi^2)$	$f_2(M_\psi^2)$
J/ψ	0.0151(14)	-0.0155(15)	-0.0538(51)	0.0383(36)
$\psi(2S)$	0.0132(12)	-0.0239(22)	-0.0479(45)	0.0240(22)

值得注意的是，数值结果对袋子半径的依赖很小。形状因子 (G_E, G_M) 和 (f_1, f_2) 的数值结果列在表4-1中。模型中只有两个有量纲的参数，对应于袋子半径 R 和 s 夸克质量 m_s 。形状因子是无量纲的，因此只依赖于 $m_s R$ ，在 $\text{SU}(3)_F$ 极

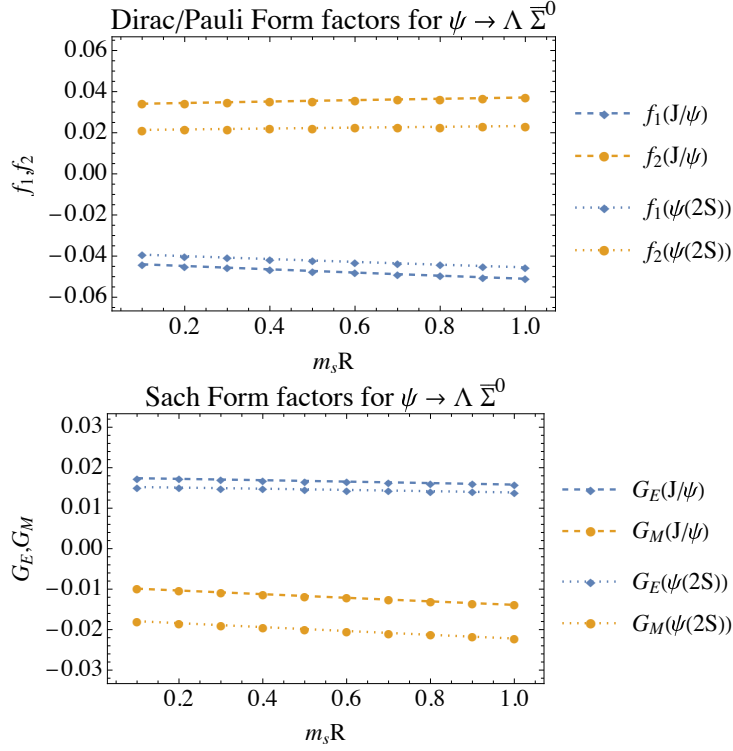


图 4-4 在 HBM 中 $\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的形状因子与无量纲参数 $m_s R$ 的关系

Figure 4-4 The form factors of $\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ versus the dimensionless parameter $m_s R$ from the HBM

限下为零。我们在图4-4中绘制了形状因子与 $m_s R$ 的关系图，可以看出形状因子几乎不依赖无量纲参数 $m_s R$ 。

在表4-2中，我们列出了分支比和衰变不对称性的数值结果。其中在 α_ψ 的计算中， γ_q 的依赖被消除了，因此在我们的工作中 α_ψ 的误差可以忽略不计。

表 4-2 $\psi \rightarrow hh'$ 的分支比和不对称参数

Table 4-2 The branching fractions and decay asymmetries of $\psi \rightarrow hh'$

衰变道	$10^5 B$		α_ψ
	实验数据	本文结果 ^[54]	本文结果 ^[54]
$J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0 + c.c.$	2.83 ± 0.23 ^[157]	2.40 ± 0.40	0.314
$\psi(2S) \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0 + c.c.$	0.16 ± 0.07 ^[158]	0.30 ± 0.05	0.461
	1.23 ± 0.24 ^[159]	0.75 ± 0.13	0.786

从表4-2中可以看出预测的 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0 + c.c.$ 的分支比与 BESIII 的测量结果一致，而 $\psi(2S)$ 的预测结果介于 BESIII^[158] 和 CLEO^[159] 合作组的测量之间。从表4-1中可以看出， $\psi(2S)$ 的 $|G_M|$ 大于 J/ψ 的，这与普遍的观念，即形状因子应随着 q^2 的增加而减小相矛盾。

在这项工作中，我们考虑了两种情况。在表4-2中， $\psi(2S)$ 的上一行结果通

过取 $G_{E,M}(M_{\psi(2S)}^2) = G_{E,M}(M_{J/\psi}^2)$ 进行评估, 而下一行结果则通过直接在 3P_0 模型内计算得出。第一种情况支持 BESIII 测得的 B , 而第二种情况支持 CLEO-c 的测量结果。我们注意到, 在第一种情况中, J/ψ 和 $\psi(2S)$ 之间的分支比与 $B_{\psi(2S)}^{ee}/B_{J/\psi}^{ee} \approx 13\%$ 的简单期望是一致的, 其中 B_{ψ}^{ee} 是 $\psi \rightarrow e^+e^-$ 的分支比。

为了检验结果, 本文考虑将 $m_q \rightarrow \infty$, 得到非相对论极限。这样一来, 方程 (4-26) 中带有 $E_{\pm\mp}$ 的项在非相对论极限下消失, 导致 $A_T = C_B \langle -2\Gamma_{+-}^+ E_{--}^d E_{++}^s \rangle$, $A_L = 0$ 。需要注意的是, 这实际上是 3P_0 量子数的解释, 其中创建的 $q\bar{q}$ 具有 $|\uparrow\uparrow + \downarrow\downarrow\rangle$ 的自旋构型。当包含相对论修正时, 其他自旋构型也会贡献, 导致方程 (4-26) 中所示的振幅。

4.2 宇称破坏的新物理

在研究 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 及其共轭过程中, 我们还关注了其中的宇称破坏效应^[55]。由于同位旋破坏, 该过程由单个虚光子交换主导, 来自三胶子交换的非微扰效应相对被压低, 这允许在理论计算中的一阶得到一个可因子化的振幅^[54,157]。此外, $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0 + c.c.$ 中的宇称破坏的标准模型预言值几乎为零, 为 Z' 的探测提供了清晰的背景。BESIII 合作组最近对 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 中的 CP 破坏进行了分析^[258]。他们以高精度测量了电磁形状因子 $G_{E,M}$ 之间的比值, 展示了他们准确重构衰变角分布的能力。然而, 他们的工作假设了空间反演对称性, 这是本文研究中放松的约束, 代表了我们研究的主要贡献。

宇称破坏效应由极化不对称参数 α_{NP} 来表征, 对于 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 衰变。实验上, α_{NP} 可以从角分布中得到, 如下所示:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial \cos \theta_p} = 1 + \alpha_{\text{NP}} \alpha_{\Lambda} \cos \theta_p = 1 + \alpha \cos \theta_p, \quad (4-1)$$

其中 $\alpha_{\Lambda} = 0.748(7)$ 是 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 中的不对称参数^[199], 而 θ_p 是在 Λ 的静止系中分别定义的 $\vec{p}_{\Lambda}$ 和 $\vec{p}_p$ 之间的角度。理论上, α_{NP} 定义为

$$\alpha_{\text{NP}} = \frac{|h_{++}|^2 + |h_{+-}|^2 - |h_{-+}|^2 - |h_{--}|^2}{|h_{++}|^2 + |h_{+-}|^2 + |h_{-+}|^2 + |h_{--}|^2}, \quad (4-2)$$

其中 $h_{\lambda\bar{\lambda}}$ 是 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 的螺旋度振幅, λ 和 $\bar{\lambda}$ 分别是 Λ 和 $\bar{\Sigma}^0$ 的螺旋度。当宇称守恒时, 有 $|h_{\lambda\bar{\lambda}}|^2 = |h_{-\lambda-\bar{\lambda}}|^2$, 因此 $\alpha_{\text{NP}} = 0$ 。因此, α_{NP} 的非零值表明宇称被破坏。

此外, 对于共轭过程的角分布, 即 $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Lambda} (\rightarrow \bar{p}\pi^+)$, 只需在方程 (4-1) 中将 $(\bar{\alpha}_{\text{NP}}, \bar{\alpha}_{\Lambda}, \bar{\alpha})$ 替换为 $(\alpha_{\text{NP}}, \alpha_{\Lambda}, \alpha)$ 即可。值得注意的是, $\bar{\alpha}_{\Lambda}$ 表示 $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ 的不对称参数, 根据粒子物理数据组 (Particle Data Group, PDG), 该不对称参数为 $-0.757(4)$ ^[199]。在假定 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 的衰变中 CP 守恒的情况下, 本文构造了 CP-偶和 CP-奇的观测量 $\alpha_{\pm} = (\alpha \pm \bar{\alpha})/2$ 。值得强调的是, 在标准模型中, α_+ 和 α_- 都在 10^{-3} 以下。此外, 通过考虑双重级联衰变, 如图4-5所示的情况, 可以提取更多的观测量。

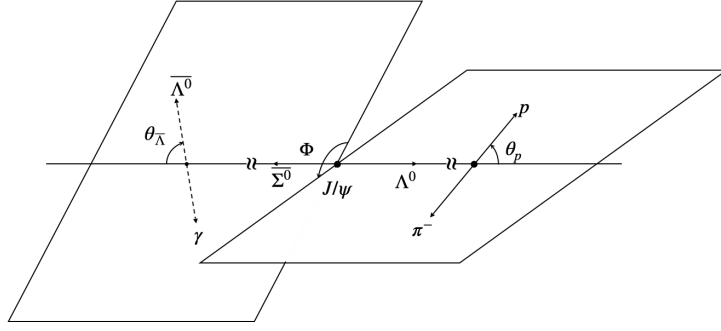

 图 4-5 $J/\psi \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)\bar{\Sigma}^0(\rightarrow \bar{\Lambda}\gamma)$ 的衰变角分布示意图

 Figure 4-5 Decay distributions of $J/\psi \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)\bar{\Sigma}^0(\rightarrow \bar{\Lambda}\gamma)$

本文沿用 PDG^[199] 中 Z' 玻色子的一般有效拉氏量。在 $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$ 衰变过程中，本文的分析专注于同位旋矢量-轴矢量流算符，记为 $(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u - \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d)$ ，以及 $\bar{c}\gamma_\mu c$ 的矢量流算符。针对本文的研究，有效拉氏量可以写为：

$$Z'_\mu \left[g_A (\bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u - \bar{d}\gamma^\mu\gamma_5 d) + g_V \bar{c}\gamma^\mu c \right] + C, \quad (4-3)$$

其中 $g_A = (g_u^R - g_d^R)/4$ 和 $g_V = (g_u^R + g_d^R)/2$ 代表相关的耦合常数。矢量流 $\bar{c}\gamma_\mu c$ 由 J/ψ 的湮灭所决定，而 u, d 夸克的轴矢量流则是为了引入宇称破坏。拉氏量中的其他项统称为 C ，不影响对 Z' 的探测。在存在这样一个 Z' 玻色子的情况下，宇称破坏来自于与 $J/\psi \rightarrow Z'^*/\gamma^* \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$ 相关的振幅之间的干涉。这些振幅标记为 $\mathcal{A}_{Z'/\gamma}$ ，在一阶近似下，它们被表示为：

$$\mathcal{A}_{Z'} = 2g_A g_V f_\psi M_\psi S_{Z'} \epsilon_\mu \langle \Lambda\bar{\Sigma}^0 | \bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u | 0 \rangle, \quad \mathcal{A}_\gamma = \frac{8}{3} \pi \alpha_{\text{em}} \frac{f_\psi}{M_\psi} \epsilon_\mu \langle \Lambda\bar{\Sigma}^0 | \bar{u}\gamma^\mu u | 0 \rangle \quad (4-4)$$

其中 $S_{Z'} = (M_\psi^2 - M_{Z'}^2 + i\Gamma_{Z'} M_{Z'})^{-1}$ 是 Z' 的传播子， $M_{Z'}$ ($\Gamma_{Z'}$) 对应其质量(衰变宽度)。这里， f_ψ 和 M_ψ 分别表示 J/ψ 的衰变常数和质，而 α_{em} 对应于 QED 精细结构常数。将方程 (4-4) 中所述的振幅之间的干涉结合起来，本文得到了极化不对称参数 α_{NP} 的一阶近似：

$$\alpha_{\text{NP}} = \frac{3g_A g_V}{2\pi\alpha_{\text{em}}} \frac{1-r}{(r-1)^2 + y^2} F_0 \propto \frac{2|\mathcal{A}_{Z'}|}{|\mathcal{A}_\gamma|}, \quad (4-5)$$

其中 $M_{Z'}^2/M_\psi^2$ 和 $\Gamma_{Z'}/M_{Z'}$ 的比值分别写为 r 和 y 。需要强调的是， F_0 仅取决于重子类时形状因子的比值，从而降低了理论计算不确定性。本文采用了来自 3P_0 模型的 $F_0 = 0.67$ ，这与实验测量非常一致，详见参考文献^[54]。由于计算 $\Gamma_{Z'}$ 需要对有效拉氏量的全面了解，这引入了额外的未知系数，并且观察到 α_{NP} 对 $\Gamma_{Z'}$ 的依赖可以在窄宽度近似下安全忽略，因此我们选择在随后的数值计算中取 $y = 0.01$ 。

现在讨论在现有的 BESIII 实验和未来 STCF 实验中发现 Z' 玻色子的可能性。在两个实验中，总事件数均为 $N_{\text{event}} = N_{J/\psi} \times \mathcal{B}_{\Lambda\bar{\Sigma}^0+c.c.} \times \epsilon$ ，其中 $N_{J/\psi}$ 表

示产生的 J/ψ 粒子的数量, ϵ 表示与考虑的末态相关的探测器效率。对于 BESIII 和 STCF 实验, $N_{J/\psi}$ 分别估计为 10^{10} 和 3.4×10^{12} [143,154]。在 BESIII 中, 对末态 $\Lambda\bar{\Sigma}^0$ 和 $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ 的探测器效率分别为 17.6% 和 21.7% [157]。为了简化起见, 本文以下取 $\epsilon = 0.2$ 。本文还采用了理论值 $\alpha_{NP} = 0.02$, 这个值在 BESIII 实验中是可以达到的, 在 STCF 则可以被轻松地超越。基于预期的事件 N_{event} , 以及指定的 α_{NP} , 本文使用 Monte-Carlo 方法对角分布进行了模拟。我们的研究结果如图4-6所示。

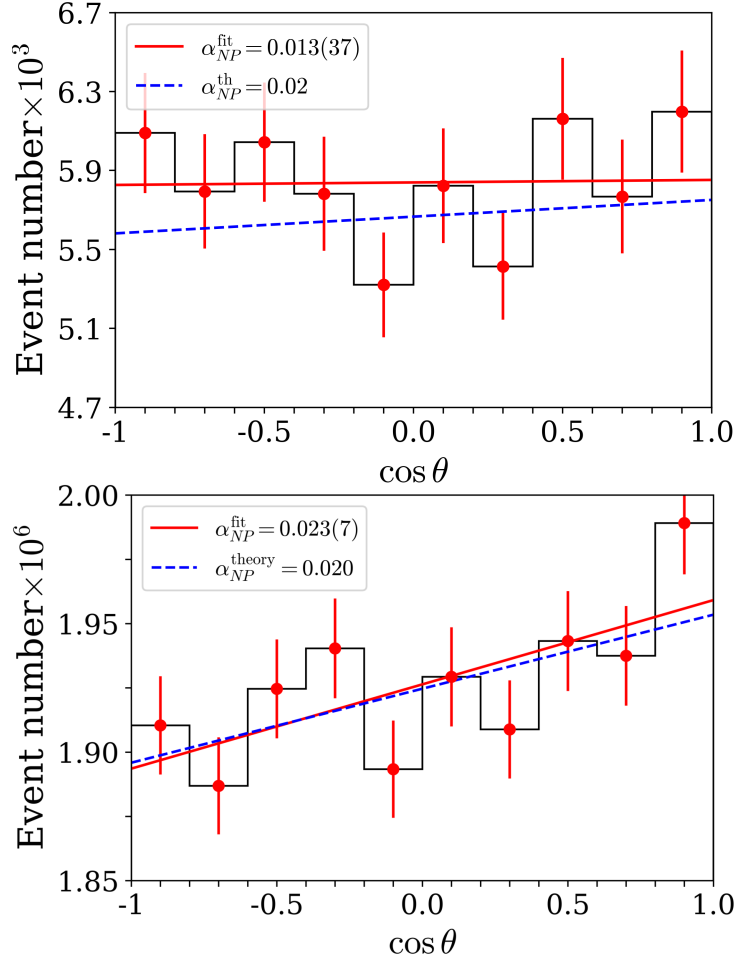


图 4-6 (a)BESIII 和 (b)STCF 中的模拟结果

Figure 4-6 Simulation results for (a) BESIII and (b) STCF

我们采用最小 χ^2 拟合方法对模拟数据进行拟合, 拟合函数如方程 (4-1) 所示。假设 BESIII 的事例数系统不确定性为 5%, STCF 为 1%。

$$\chi^2 = \sum_{\theta} \left(\frac{N_{\text{event}}^{\text{sim}} - N_{\text{event}}^{\text{theory}}(\alpha_{NP}, N_{\text{fit}})}{\text{tot. err} \times N_{\text{event}}^{\text{theory}}} \right)^2, \text{ tot. err} = \sqrt{\text{sys. err}^2 + 1/N_{\text{event}}^{\text{sim}}} \quad (4-6)$$

对于 $(\alpha_{NP}, N_{\text{fit}})$ 的拟合值通过以下公式得到:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_{NP}} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial N_{\text{fit}}} = 0 \quad (4-7)$$

而不确定性由协方差矩阵的逆给出：

$$(V^{-1})_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_j}, \quad V_{ii} = \sigma_i^2 \quad (4-8)$$

其中 $a_{1,2}$ 分别代表 α_{NP} 和 N_{fit} , σ_1 是 α_{NP} 的标准偏差。结合系统和统计不确定性，我们发现拟合参数 α_{NP} 的不确定性分别约为 4% 和 0.7%，如图 4-6 所示。特别地，统计误差分别贡献了大约 0.5% 和 0.1%。 Z' 玻色子的发现潜力主要受到系统误差的影响。此外，随着即将到来的 STCF 在统计和系统精度方面的显著改进，即使是较小值的 α_{NP} ，检测 Z' 玻色子的前景也变得更加光明。

重要的是，应该认识到即使没有发现明显的信号，这样的探索也具有重要意义。在这种情况下，考虑到在 BESIII 和 STCF 中对 α_{NP} 测量的可靠精度，相对于其质量，对 Z' 的规范耦合施加了严格的约束。这些约束如图 4-7 所示。其中我们展示了对于不同的 x 值，假设 α_{NP} 上限为 0.02 的排除参数空间。我们的方法在研究质量低于 10 GeV 的 Z' 玻色子时，是对其他研究的有价值的补充。

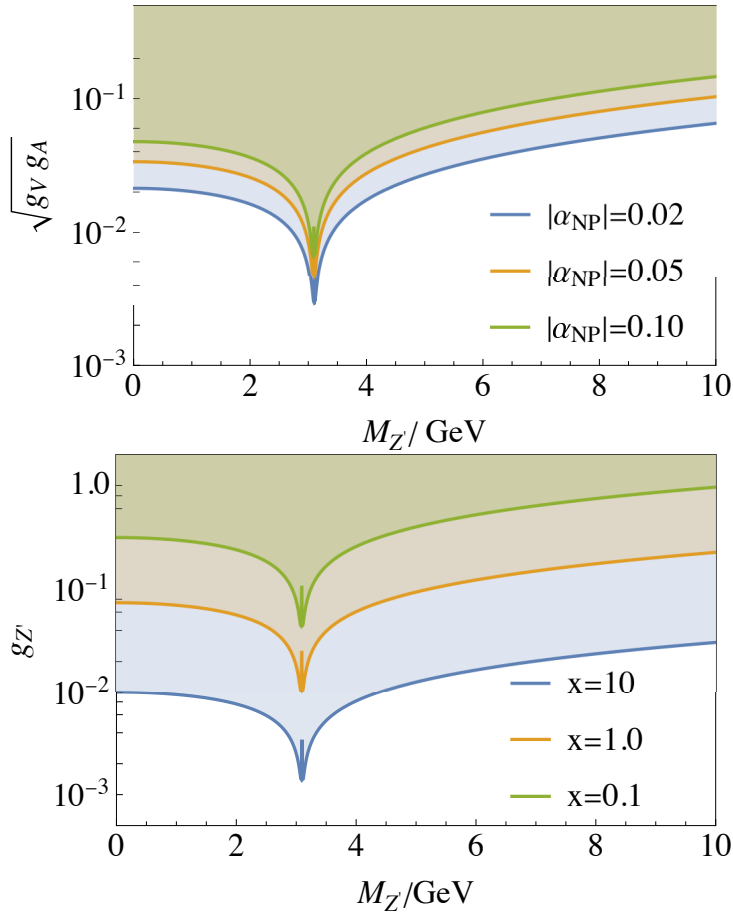


图 4-7 (a) 一般情况下和 (b) 一个特定的 Z' 模型下的耦合常数排除曲线

Figure 4-7 Coupling-Mass curves for (a) the general case and (b) a specific Z' model

在图 4-7(a) 中，我们考虑了无模型依赖的情况，其中排除区域清晰地显示在实线上方。本文对 $\sqrt{g_V g_A}$ 的约束跨越了 $10^{-2} \sim 10^{-1}$ 的范围，超过了 CMS 实

验^[198]建立的现有界限。值得注意的是， Z' 玻色子的质量对排除曲线的影响极小，除了在 $M_{J/\psi}$ 附近。对于特定的模型，只要我们知道 $U(1)'$ 规范群的量子数，就可以得出对规范耦合 $g_{Z'}$ 的约束。作为说明，本文考虑了 $d - xu$ 模型，其中 Z' 和夸克之间的耦合如下^[199]

$$g_u^R = -\frac{x}{3}g_{Z'}, g_d^R = \frac{1}{3}g_{Z'}, g^L = 0, \quad (4-9)$$

其中 x 可以是任意有理数。在图4-7(b) 中，我们展示了对于不同的 x 值，假设 α_{NP} 上限为 0.02 的排除参数空间。我们的方法在研究质量低于 10GeV 的 Z' 玻色子时，是对其他研究努力的有价值的补充。

本文还考虑了通过将 $g_e Z'_\mu \bar{e} \gamma^\mu e$ 添加到有效拉氏量中，放宽我们模型中的厌轻子约束。因此，现在可以将我们的考虑扩展到 $e^+e^- \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 中的宇称破坏，其由 $e^+e^- \rightarrow Z' \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 和 $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 之间的干涉引起。不幸的是，这种宇称破坏被 $g_e^2/(4\pi\alpha_{em})$ 严重压低，而在这个质量范围内耦合 g_e 的上限约为 10^{-4} 。因此，这种宇称破坏远远超出了 BESIII 实验的当前敏感度范围。

第5章 结论

本文采用 LFQM 和 HBM 对包括底重子和粲偶素在内的重味强子的衰变进行了研究，其中包括采用 LFQM 对反三重态底重子到八重态重子的弱辐射衰变进行了计算，分别采用 LFQM 和 HBM 对 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 的半轻衰变进行了计算，并讨论了两种夸克模型在重夸克极限下的行为；对 $\Xi_b \rightarrow \Xi D$ 这一类非轻衰变进行了研究，并讨论了在升级后的 LHCb 实验中通过该过程精确测量 CKM 相角 γ 的可能性；对粲偶素物理，本文考虑了同位旋破坏的衰变过程。以 $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0$ 为代表，采用 HBM 和 3P_0 模型对相应的可观测量进行了计算；此外本文利用该过程在标准模型中宇称破坏效应极小的特点，讨论了寻找 Z' 玻色子的前景。以下分别给出每个工作的结论。

在文章^[52]中，我们采用 LFQM 对 $B_b \rightarrow B_n \gamma$ 过程进行了研究。得到 $B(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma) = (7.1 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ ，这与其他理论方法计算得到的结果和实验测量值均吻合良好。我们得到如下预言值

$$B(\Xi_b^0 \rightarrow \Xi^0 \gamma) = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{-5}, \quad B(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma) = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}, \quad (5-1)$$

这与 LHCb 最近测量到的上限是一致的。此外，在 LFQM 中，等式 $f_2^{\text{TV}} = f_2^{\text{TA}}$ 在 $k^2 = 0$ 时成立。这导致对于 $b \rightarrow s(d) \gamma$ 有 $P_L = -\alpha = -1 + \mathcal{O}(m_{s(d)}^2/m_b^2)$ ，这与理论输入无关。实验上对 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-) \gamma$ 的角分布测量可以精确检验测试标准模型，并寻找可能来自新物理的影响。

此外，本文还采用了 $SU(3)_F$ 对称性进行了研究，我们发现如下由同位旋对称性得到的等式在 LFQM 中得到保持

$$\Gamma(\Xi_b^- \rightarrow \Sigma^- \gamma) = 2\Gamma(\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma) \quad (5-2)$$

而在其他一些计算中并非如此，未来实验可以通过对该等式的检验来区分不同的理论方法。有趣的是，LFQM 中与 $b \rightarrow d \gamma$ 相关的衰变分支比约比 $SU(3)_F$ 对称性预测要小约 20%，这清楚地显示了 $SU(3)_F$ 破缺效应。

在文章^[53]中，我们基于 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ ($\ell = e, \mu, \tau$) 的衰变，研究了 HBM 和 LFQM 中的重夸克对称性。研究发现它们均具有内秉的重夸克对称性，因此尽管它们是两种非常不同的夸克模型，但在重夸克展开下得到结果非常一致，其中 LFQM 中的参数可以受到重夸克对称性的严格约束。具体而言，HBM 和 LFQM 计算得到的 HQE 参数 $\bar{\Lambda}, b_{1,2}, \xi(\omega)$ 和 $\xi_{ke}(\omega)$ 等与文献结果基本相符，但是 b_2 的符号仍然需要进一步研究确定。具体来说，本文从 LFQM 中得到 $(b_1, b_2) = (-0.173, 0.518)$ ，从 HBM 中得到 $(\bar{b}_1, \bar{b}_2) = (-0.141 \pm 0.001, 0.351 \pm 0.035)$ ，以 GeV^2 为单位。需要注意的是，LFQM 中 $\bar{b}_{1,2}$ 的值受 $\bar{\Lambda}$ 不确定性的影响，但它们的符号不受影响。明确地说，两种模型都给出 $\bar{b}_1 < 0$ 和 $\bar{b}_2 > 0$ 。LFQM 预测的 $\bar{b}_2$ 的符

号与 LHCb+LQCD 的相反。由于 HBM 和 LFQM 在所有 HQE 参数中表现良好一致，我们对这些结果充满信心。

本文还对分支比做了两种不同的计算，一种是直接采用模型计算得到的形状因子，这种计算忽略了硬胶子修正，也没有采用重夸克展开的方法；另一种则首先对模型做重夸克展开，然而利用展开得到的参数对硬胶子修正后的形状因子进行计算。研究发现，硬胶子修正会使分支比 $B(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ 减少约 10%。具体来说，本文得到 $B(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e) = (5.69 \pm 0.58, 5.35 \pm 0.50)$ ， $B(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu) = (5.67 \pm 0.58, 5.33 \pm 0.49)$ ，和 $R_{\Lambda_c} = (0.3243 \pm 0.0126, 0.3506 \pm 0.0046)$ ，分别对应于 HBM 和 LFQM 的结果。本文预测的分支比值与实验数据 $B(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e, \tau^- \bar{\nu}_\tau) = (6.2^{+1.4}_{-1.3}, 1.5 \pm 0.4)\%$ 显示出良好的一致性。

在文章^[142]中，我们研究了 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D$ 的 b 重子衰变中的 CP 破坏，其中 $D = D^0, \bar{D}^0$ 和 D_i ($i = 1, 2$)。我们发现，由于缺乏相对强相位，这些重子衰变过程提供了测量弱相位的理想机会。我们将 CKM 中的参数 $\bar{\rho}$ 和 $\bar{\eta}$ 与衰变率比 $R_i = \Gamma(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D_i)/\Gamma(\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D^0)$ 关联起来，而无需考虑电荷共轭态。我们已经证明，CKM 矩阵的 Wolfenstein 参数可以通过 $\bar{\rho} = (R_1 - R_2)/2$ 和 $\bar{\eta} = \sqrt{R_1 + R_2 - \frac{1}{4}(R_1 - R_2)^2 - 1}$ 来提取，这在 LHC Run3 上进行测量是可行的。作为补充，我们还检查了 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D$ 的衰变分布，其中总共有 32 个衰变观测测量，可以用 9 个实参数参数化，这使得实验能够提取 CKM 幺正三角形中的角度 $\gamma \equiv \arg(-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*)$ 。此外，我们讨论了实验测量的可行性。我们发现， $\bar{\rho}$ 和 $\bar{\eta}$ 可以在 LHCb 的 Run3 中通过 $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- D$ 提取，而对 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)D$ 的完整分析可以在 LHCb 的 Run4 中进行。

在文章^[54]中，我们研究了矢量粲偶素的同位旋破坏衰变到 $\Lambda\bar{\Sigma}^0$ 及其电荷共轭态。它们主要由单光子湮灭主导，并可以通过类时形状因子可靠地计算。我们首次在 OZI 压低的过程中采用了夸克对产生模型来计算形状因子。我们得到的分支比为 $B(J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.) = (2.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ 和 $B(\psi(2S) \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.) = (3.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$ ，分别与 BESIII 合作组的测量结果相符。衰变不对称性分别为 $\alpha_{J/\psi} = 0.314$ 和 $\alpha_{\psi(2S)} = 0.461$ ，这与 BESIII 实验结果存在一定的误差。我们认为误差的来源是被忽略的强衰变振幅以及由它带来的强相位与电磁衰变振幅的干涉，这需要进一步研究。

在文章^[55]中，我们探索了一种通过 J/ψ 衰变寻找低质量 Z' 粒子的全新方法，具体是通过观察 $\Lambda\bar{\Sigma}^0$ 和相应的电荷共轭态 $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ 的同位旋破坏末态中的宇称破坏现象。我们的研究集中在质量低于 10 GeV、与代无关且不与轻子耦合的 Z' 粒子。我们的方法是对其他研究的有价值的补充。鉴于北京谱仪 III 的当前实验条件以及未来的超级 τ -粲工厂的预期机会，我们进行了蒙特卡罗模拟，以预测在这两个设施可能出现的事件数。我们的模拟表明，如果极化不对称参数 α_{NP} 达到最低阈值 0.02，并且系统误差进一步减少，BESIII 实验有潜力在 $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$ 中检测到 Z' 信号。值得注意的是，随着即将到来的 STCF 实验，我们预计 α_{NP} 下限估计的精度将显著提高，统计误差也将减少。此外，必须强调的是， α_{NP} 测

量结果为零将施加严格的约束，要求 $Z' - q - q$ 耦合在 10^{-2} 的量级。

综上所述，本论文深入探讨了基于 LFQM 和 HBM 两种夸克模型对重味物理的各个方面进行的研究，特别关注底重子和矢量粲偶素的衰变过程。经过研究，我们得出如下结论

(i) LFQM 与 HBM 均具有内秉的重夸克对称性，这使得它们在描述底重子的弱衰变中取得了很大的成功。

(ii) 对矢量粲偶素的同位旋破坏衰变这一 OZI 压低的过程， 3P_0 模型仍然可以用于唯象地描述和计算。这为进一步研究其他重子对产生过程奠定了基础。

(iii) BESIII 和 STCF 等实验在探索宇称破坏的新物理方面有很好的前景。即使未发现明显信号，现有的实验精度结合我们的方法也能提供对赝轻子 Z' 玻色子规范耦合的约束。

参考文献

- [1] Fritzsche H, Gell-Mann M, Leutwyler H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture [J/OL]. Phys. Lett. B, 1973, 47: 365-368. DOI: [10.1016/0370-2693\(73\)90625-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90625-4).
- [2] Glashow S L. The renormalizability of vector meson interactions [J/OL]. Nucl. Phys., 1959, 10: 107-117. DOI: [10.1016/0029-5582\(59\)90196-8](https://doi.org/10.1016/0029-5582(59)90196-8).
- [3] Salam A, Ward J C. Weak and electromagnetic interactions [J/OL]. Nuovo Cim., 1959, 11: 568-577. DOI: [10.1007/BF02726525](https://doi.org/10.1007/BF02726525).
- [4] Weinberg S. A Model of Leptons [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1967, 19: 1264-1266. DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [5] Higgs P W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 508-509. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508).
- [6] Englert F, Brout R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 321-323. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [7] Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B. Global Conservation Laws and Massless Particles [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 585-587. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [8] Dirac P A M. Quantum theory of emission and absorption of radiation [J/OL]. Proc. Roy. Soc. Lond. A, 1927, 114: 243. DOI: [10.1098/rspa.1927.0039](https://doi.org/10.1098/rspa.1927.0039).
- [9] Tomonaga S. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields [J/OL]. Prog. Theor. Phys., 1946, 1: 27-42. DOI: [10.1143/PTP.1.27](https://doi.org/10.1143/PTP.1.27).
- [10] Bethe H A. The Electromagnetic shift of energy levels [J/OL]. Phys. Rev., 1947, 72: 339-341. DOI: [10.1103/PhysRev.72.339](https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.339).
- [11] Schwinger J S. On Quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron [J/OL]. Phys. Rev., 1948, 73: 416-417. DOI: [10.1103/PhysRev.73.416](https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.416).
- [12] Feynman R P. Space - time approach to quantum electrodynamics [J/OL]. Phys. Rev., 1949, 76: 769-789. DOI: [10.1103/PhysRev.76.769](https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.769).
- [13] Dyson F J. The Radiation theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman [J/OL]. Phys. Rev., 1949, 75: 486-502. DOI: [10.1103/PhysRev.75.486](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.486).
- [14] Lee T D, Yang C N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions [J/OL]. Phys. Rev., 1956, 104: 254-258. DOI: [10.1103/PhysRev.104.254](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254).
- [15] Wu C S, Ambler E, Hayward R W, et al. Experimental Test of Parity Conservation in β Decay [J/OL]. Phys. Rev., 1957, 105: 1413-1414. DOI: [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413).
- [16] Sudarshan E C G, Marshak R e. Chirality invariance and the universal Fermi interaction [J/OL]. Phys. Rev., 1958, 109: 1860-1860. DOI: [10.1103/PhysRev.109.1860.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1860.2).
- [17] Marshak R E. Conceptual foundations of modern particle physics [M]. 1993.
- [18] Feynman R P, Gell-Mann M. Theory of Fermi interaction [J/OL]. Phys. Rev., 1958, 109: 193-198. DOI: [10.1103/PhysRev.109.193](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.193).
- [19] Buras A J. Gauge theory of weak decays: The standard model and the expedition to new physics summits [M]. Cambridge University Press, 2020.
- [20] Appelquist T, Carazzone J. Infrared Singularities and Massive Fields [J/OL]. Phys. Rev. D, 1975, 11: 2856. DOI: [10.1103/PhysRevD.11.2856](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.2856).
- [21] Wilson K G. Nonlagrangian models of current algebra [J/OL]. Phys. Rev., 1969, 179: 1499-1512. DOI: [10.1103/PhysRev.179.1499](https://doi.org/10.1103/PhysRev.179.1499).

- [22] Wilson K G, Zimmermann W. Operator product expansions and composite field operators in the general framework of quantum field theory [J/OL]. Commun. Math. Phys., 1972, 24: 87-106. DOI: [10.1007/BF01878448](https://doi.org/10.1007/BF01878448).
- [23] Zimmermann W. Normal products and the short distance expansion in the perturbation theory of renormalizable interactions [J/OL]. Annals Phys., 1973, 77: 570-601. DOI: [10.1016/0003-4916\(73\)90430-2](https://doi.org/10.1016/0003-4916(73)90430-2).
- [24] Witten E. Short Distance Analysis of Weak Interactions [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1977, 122: 109-143. DOI: [10.1016/0550-3213\(77\)90428-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90428-X).
- [25] Fukuda Y, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 1562-1567. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).
- [26] Ahmad Q R, et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2001, 87: 071301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.071301).
- [27] Ahmad Q R, et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 011301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.011301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011301).
- [28] An F P, et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 171803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.171803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.171803).
- [29] Zyla P A, et al. Review of Particle Physics [J/OL]. PTEP, 2020, 2020(8): 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [30] Bennett C L, et al. First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Preliminary maps and basic results [J/OL]. Astrophys. J. Suppl., 2003, 148: 1-27. DOI: [10.1086/377253](https://doi.org/10.1086/377253).
- [31] Cyburt R H. Primordial nucleosynthesis for the new cosmology: Determining uncertainties and examining concordance [J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 70: 023505. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.023505](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.023505).
- [32] Komatsu E, Bennett C L. Results from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe [J/OL]. PTEP, 2014, 2014: 06B102. DOI: [10.1093/ptep/ptu083](https://doi.org/10.1093/ptep/ptu083).
- [33] Sakharov A D. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe [J/OL]. Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1967, 5: 32-35. DOI: [10.1070/PU1991v034n05ABEH002497](https://doi.org/10.1070/PU1991v034n05ABEH002497).
- [34] Pati J C, Salam A. Lepton Number as the Fourth Color [J/OL]. Phys. Rev. D, 1974, 10: 275-289. DOI: [10.1103/PhysRevD.10.275](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.275).
- [35] Mohapatra R N, Pati J C. A Natural Left-Right Symmetry [J/OL]. Phys. Rev. D, 1975, 11: 2558. DOI: [10.1103/PhysRevD.11.2558](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.2558).
- [36] Mohapatra R N, Pati J C. Left-Right Gauge Symmetry and an Isoconjugate Model of CP Violation [J/OL]. Phys. Rev. D, 1975, 11: 566-571. DOI: [10.1103/PhysRevD.11.566](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.566).
- [37] Senjanovic G, Mohapatra R N. Exact Left-Right Symmetry and Spontaneous Violation of Parity [J/OL]. Phys. Rev. D, 1975, 12: 1502. DOI: [10.1103/PhysRevD.12.1502](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.12.1502).
- [38] Senjanovic G. Spontaneous Breakdown of Parity in a Class of Gauge Theories [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1979, 153: 334-364. DOI: [10.1016/0550-3213\(79\)90604-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90604-7).
- [39] Mohapatra R N, Senjanovic G. Neutrino Masses and Mixings in Gauge Models with Spontaneous Parity Violation [J/OL]. Phys. Rev. D, 1981, 23: 165. DOI: [10.1103/PhysRevD.23.165](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.165).
- [40] Lim C S, Inami T. Lepton Flavor Nonconservation and the Mass Generation Mechanism for Neutrinos [J/OL]. Prog. Theor. Phys., 1982, 67: 1569. DOI: [10.1143/PTP.67.1569](https://doi.org/10.1143/PTP.67.1569).

- [41] Everett L L, Kane G L, Rigolin S, et al. Alternative approach to $b \rightarrow s \gamma$ in the uMSSM [J/OL]. JHEP, 2002, 01: 022. DOI: [10.1088/1126-6708/2002/01/022](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/01/022).
- [42] Atwood D, Gronau M, Soni A. Mixing induced CP asymmetries in radiative B decays in and beyond the standard model [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1997, 79: 185-188. DOI: [10.1103/PhysRevLett.79.185](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.185).
- [43] Iguro S, Kitahara T, Watanabe R. Global fit to $b \rightarrow c \tau \nu$ anomalies 2022 mid-autumn [J]. 2022.
- [44] Choudhury S. Recent Results on Lepton Flavor Universality Test at Belle [J/OL]. Springer Proc. Phys., 2022, 277: 231-235. DOI: [10.1007/978-981-19-2354-8_42](https://doi.org/10.1007/978-981-19-2354-8_42).
- [45] Sheng J H, Zhu J, Li X N, et al. Probing new physics in semileptonic Σ_b and Ω_b decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 102(5): 055023. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.055023](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.055023).
- [46] Das N, Dutta R. Implication of $b \rightarrow c \tau \nu$ flavor anomalies on $B_s \rightarrow D_s^* \tau \nu$ decay observables [J/OL]. J. Phys. G, 2020, 47(11): 115001. DOI: [10.1088/1361-6471/aba422](https://doi.org/10.1088/1361-6471/aba422).
- [47] Zhang J, An X, Sun R, et al. Probing new physics in semileptonic $\Xi_b \rightarrow \Lambda(\Xi_c) \tau^- \bar{\nu}_\tau$ decays [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(10): 863. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7373-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7373-4).
- [48] Langacker P, Robinett R W, Rosner J L. New Heavy Gauge Bosons in p p and p anti-p Collisions [J/OL]. Phys. Rev. D, 1984, 30: 1470. DOI: [10.1103/PhysRevD.30.1470](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.1470).
- [49] Babu K S, He X G, Ma E. New Supersymmetric Left-Right Gauge Model: Higgs Boson Structure and Neutral Current Analysis [J/OL]. Phys. Rev. D, 1987, 36: 878. DOI: [10.1103/PhysRevD.36.878](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.36.878).
- [50] Li X, Marshak R E. LOW-ENERGY PHENOMENOLOGY AND NEUTRAL WEAK BOSON MASSES IN THE SU(2)-L X SU(2)-R X U(1)-(B-L) ELECTROWEAK MODEL [J/OL]. Phys. Rev. D, 1982, 25: 1886-1894. DOI: [10.1103/PhysRevD.25.1886](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.25.1886).
- [51] Dobrescu B A, Frugieue C. Hidden GeV-scale interactions of quarks [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113: 061801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.061801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.061801).
- [52] Geng C Q, Liu C W, Wei Z Y, et al. Weak radiative decays of antitriplet bottomed baryons in light-front quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(7): 073007. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.073007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.073007).
- [53] Zhang J, Jin X N, Liu C W, et al. Heavy quark symmetry of Λ_b decays in quark models [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 107(3): 033004. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.033004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.033004).
- [54] Geng C Q, Liu C W, Zhang J. Isospin violating decays of vector charmonia [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2023, 83(10): 973. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-12099-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-12099-1).
- [55] Geng C Q, Liu C W, Zhang J. New Signature of low mass Z' in J/ψ decays [J]. 2023.
- [56] Aaij R, et al. Strong constraints on the $b \rightarrow s \gamma$ photon polarisation from $B^0 \rightarrow K^{*0} e^+ e^-$ decays [J/OL]. JHEP, 2020, 12: 081. DOI: [10.1007/JHEP12\(2020\)081](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2020)081).
- [57] Aaij R, et al. Observation of Photon Polarization in the $b \rightarrow s \gamma$ Transition [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 112(16): 161801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.161801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.161801).
- [58] Geng C Q, Liu C W. Time-reversal asymmetries and angular distributions in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda V$ [J/OL]. JHEP, 2021, 11: 104. DOI: [10.1007/JHEP11\(2021\)104](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2021)104).
- [59] Liu C W, Geng C Q. Sizable time-reversal violating effects in bottom baryon decays [J/OL]. JHEP, 2022, 01: 128. DOI: [10.1007/JHEP01\(2022\)128](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2022)128).
- [60] García Martín L M, Jashal B, Martínez Vidal F, et al. Radiative b -baryon decays to measure the photon and b -baryon polarization [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(7): 634. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7123-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7123-7).

- [61] Aaij R, et al. Search for the radiative $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ decay [J/OL]. JHEP, 2022, 01: 069. DOI: [10.1007/JHEP01\(2022\)069](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2022)069).
- [62] Aaij R, et al. First Observation of the Radiative Decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123(3): 031801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.031801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.031801).
- [63] Aaij R, et al. Precision measurement of the mass and lifetime of the Ξ_b^0 baryon [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113: 032001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.032001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.032001).
- [64] Aaij R, et al. Precision Measurement of the Mass and Lifetime of the Ξ_b^- Baryon [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113(24): 242002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.242002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.242002).
- [65] Aaij R, et al. Measurement of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda$ angular distribution and the Λ_b^0 polarisation in pp collisions [J/OL]. JHEP, 2020, 06: 110. DOI: [10.1007/JHEP06\(2020\)110](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2020)110).
- [66] Singer P, Zhang D X. Weak radiative decays of beauty baryons [J/OL]. Phys. Lett. B, 1996, 383: 351-354. DOI: [10.1016/0370-2693\(96\)00747-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00747-2).
- [67] He X G, Li T, Li X Q, et al. PQCD calculation for $\Lambda(b) \rightarrow \Lambda \gamma$ in the standard model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2006, 74: 034026. DOI: [10.1103/PhysRevD.74.034026](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.034026).
- [68] Wang R M, Cheng X D, Fan Y Y, et al. Studying radiative baryon decays with the SU(3) flavor symmetry [J/OL]. J. Phys. G, 2021, 48(8): 085001. DOI: [10.1088/1361-6471/abffdd](https://doi.org/10.1088/1361-6471/abffdd).
- [69] Wang Y m, Li Y, Lu C D. Rare Decays of $\Lambda(b) \rightarrow \Lambda + \gamma$ and $\Lambda(b) \rightarrow \Lambda + l^+ l^-$ in the Light-cone Sum Rules [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2009, 59: 861-882. DOI: [10.1140/epjc/s10052-008-0846-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0846-5).
- [70] Olamaei A R, Azizi K. Radiative $\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ decay [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2022, 82(1): 68. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10029-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10029-1).
- [71] Liu L L, Wang C, Kang X W, et al. FCNC transitions of Λ_b to neutron in Bethe-Salpeter equation approach [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80(3): 193. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-7667-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7667-6).
- [72] Chatley P K, Sharma A C. WEAK RADIATIVE DECAYS OF HYPERONS AND CHARMED BARYONS IN A QUARK MODEL [J/OL]. Phys. Rev. D, 1982, 25: 2351-2355. DOI: [10.1103/PhysRevD.25.2351](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.25.2351).
- [73] Gutsche T, Ivanov M A, Korner J G, et al. Rare baryon decays $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ ($l = e, \mu, \tau$) and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$: differential and total rates, lepton- and hadron-side forward-backward asymmetries [J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87: 074031. DOI: [10.1103/PhysRevD.87.074031](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.074031).
- [74] Faustov R N, Galkin V O. Rare $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ decays in the relativistic quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96(5): 053006. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.053006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.053006).
- [75] Faustov R N, Galkin V O. Rare $\Lambda_b \rightarrow n l^+ l^-$ decays in the relativistic quark-diquark picture [J/OL]. Mod. Phys. Lett. A, 2017, 32: 1750125. DOI: [10.1142/S0217732317501255](https://doi.org/10.1142/S0217732317501255).
- [76] Cheng H Y, Cheung C Y, Lin G L, et al. Effective Lagrangian approach to weak radiative decays of heavy hadrons [J/OL]. Phys. Rev. D, 1995, 51: 1199-1214. DOI: [10.1103/PhysRevD.51.1199](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.51.1199).
- [77] He X G. SU(3) analysis of annihilation contributions and CP violating relations in $B \rightarrow P P$ decays [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 1999, 9: 443-448. DOI: [10.1007/s100529900064](https://doi.org/10.1007/s100529900064).
- [78] He X G, Hsiao Y K, Shi J Q, et al. The CP violating phase γ from global fit of rare charmless hadronic B decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2001, 64: 034002. DOI: [10.1103/PhysRevD.64.034002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.034002).
- [79] Fu H K, He X G, Hsiao Y K. $B \rightarrow \eta(\eta')$ $K(\pi)$ in the standard model with flavor symmetry [J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 69: 074002. DOI: [10.1103/PhysRevD.69.074002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.074002).

- [80] Hsiao Y K, Chang C F, He X G. A global $SU(3)/U(3)$ flavor symmetry analysis for $B \rightarrow PP$ with $\eta - \eta'$ Mixing [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 93(11): 114002. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.114002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.114002).
- [81] Gronau M, Hernandez O F, London D, et al. Decays of B mesons to two light pseudoscalars [J/OL]. Phys. Rev. D, 1994, 50: 4529-4543. DOI: [10.1103/PhysRevD.50.4529](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.4529).
- [82] Gronau M, Hernandez O F, London D, et al. Broken $SU(3)$ symmetry in two-body B decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 1995, 52: 6356-6373. DOI: [10.1103/PhysRevD.52.6356](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.52.6356).
- [83] Zhou S H, Zhang Q A, Lyu W R, et al. Analysis of Charmless Two-body B decays in Factorization Assisted Topological Amplitude Approach [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(2): 125. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4685-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4685-0).
- [84] Cheng H Y, Chiang C W, Kuo A L. Updating $B \rightarrow PP, VP$ decays in the framework of flavor symmetry [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 91(1): 014011. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.014011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.014011).
- [85] Deshpande N G, He X G. CP asymmetry relations between anti- $b_0 \rightarrow \pi \pi$ and anti- $b_0 \rightarrow \pi K$ rates [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 1703-1706. DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.1703](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1703).
- [86] Dery A, Ghosh M, Grossman Y, et al. $SU(3)_F$ analysis for beauty baryon decays [J/OL]. JHEP, 2020, 03: 165. DOI: [10.1007/JHEP03\(2020\)165](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2020)165).
- [87] He X G, Li G N. Predictive CP violating relations for charmless two-body decays of beauty baryons $\Xi_b^{-,0}$ and Λ_b^0 with flavor $SU(3)$ symmetry [J/OL]. Phys. Lett. B, 2015, 750: 82-88. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.08.048](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.08.048).
- [88] He M, He X G, Li G N. CP-Violating Polarization Asymmetry in Charmless Two-Body Decays of Beauty Baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(3): 036010. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.036010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.036010).
- [89] Shivashankara S, Wu W, Datta A. $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \tau \bar{\nu}_\tau$ Decay in the Standard Model and with New Physics [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 91(11): 115003. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.115003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.115003).
- [90] Wang W, Xing Z P, Xu J. Weak Decays of Doubly Heavy Baryons: $SU(3)$ Analysis [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(11): 800. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5363-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5363-y).
- [91] Grossman Y, Robinson D J. $SU(3)$ Sum Rules for Charm Decay [J/OL]. JHEP, 2013, 04: 067. DOI: [10.1007/JHEP04\(2013\)067](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2013)067).
- [92] Pirtskhalava D, Uttayarat P. CP Violation and Flavor $SU(3)$ Breaking in D-meson Decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2012, 712: 81-86. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.04.039](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.04.039).
- [93] Cheng H Y, Chiang C W. $SU(3)$ symmetry breaking and CP violation in $D \rightarrow PP$ decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86: 014014. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.014014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.014014).
- [94] Savage M J. $SU(3)$ violations in the nonleptonic decay of charmed hadrons [J/OL]. Phys. Lett. B, 1991, 257: 414-418. DOI: [10.1016/0370-2693\(91\)91917-K](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91917-K).
- [95] Müller S, Nierste U, Schacht S. Topological amplitudes in D decays to two pseudoscalars: A global analysis with linear $SU(3)_F$ breaking [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(1): 014004. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.014004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.014004).
- [96] Savage M J, Springer R P. $SU(3)$ Predictions for Charmed Baryon Decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 1990, 42: 1527-1543. DOI: [10.1103/PhysRevD.42.1527](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.42.1527).
- [97] Altarelli G, Cabibbo N, Maiani L. Weak Nonleptonic Decays of Charmed Hadrons [J/OL]. Phys. Lett. B, 1975, 57: 277-280. DOI: [10.1016/0370-2693\(75\)90075-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(75)90075-1).
- [98] Lü C D, Wang W, Yu F S. Test flavor $SU(3)$ symmetry in exclusive Λ_c decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 93(5): 056008. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.056008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.056008).

- [99] Geng C Q, Hsiao Y K, Lin Y H, et al. Non-leptonic two-body weak decays of $\Lambda_c(2286)$ [J/OL]. Phys. Lett. B, 2018, 776: 265-269. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.11.062](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.11.062).
- [100] Geng C Q, Hsiao Y K, Liu C W, et al. Antitriplet charmed baryon decays with SU(3) flavor symmetry [J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 97(7): 073006. DOI: [10.1103/PhysRevD.97.073006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.073006).
- [101] Geng C Q, Hsiao Y K, Liu C W, et al. Charmed Baryon Weak Decays with SU(3) Flavor Symmetry [J/OL]. JHEP, 2017, 11: 147. DOI: [10.1007/JHEP11\(2017\)147](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2017)147).
- [102] Geng C Q, Liu C W, Tsai T H, et al. Semileptonic decays of anti-triplet charmed baryons [J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 792: 214-218. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.03.056](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.03.056).
- [103] Wang D. Sum rules for CP asymmetries of charmed baryon decays in the $SU(3)_F$ limit [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(5): 429. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6925-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6925-y).
- [104] Wang D, Guo P F, Long W H, et al. $K_S^0 - K_L^0$ asymmetries and CP violation in charmed baryon decays into neutral kaons [J/OL]. JHEP, 2018, 03: 066. DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)066](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)066).
- [105] Ambrosino F, et al. Measurement of the absolute branching ratios for semileptonic $K^\pm$ decays with the KLOE detector [J/OL]. JHEP, 2008, 02: 098. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/02/098](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/02/098).
- [106] Aubert B, et al. Measurement of $|V(cb)|$ and the Form-Factor Slope in anti-B $\rightarrow$ D l $^-$ anti- ν Decays in Events Tagged by a Fully Reconstructed B Meson [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 011802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.011802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.011802).
- [107] Aaij R, et al. Test of lepton universality in beauty-quark decays [J/OL]. Nature Phys., 2022, 18(3): 277-282. DOI: [10.1038/s41567-023-02095-3](https://doi.org/10.1038/s41567-023-02095-3).
- [108] Aaij R, et al. Search for the lepton-flavour violating decays $B^0 \rightarrow K^{*0} \tau^\pm \mu^\mp$ [J/OL]. JHEP, 2023, 06: 143. DOI: [10.1007/JHEP06\(2023\)143](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2023)143).
- [109] Li Y B, et al. First test of lepton flavor universality in the charmed baryon decays $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \ell^+ \nu_\ell$ using data of the Belle experiment [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(9): L091101. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.L091101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.L091101).
- [110] Aaij R, et al. Observation of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2022, 128 (19): 191803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.128.191803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.191803).
- [111] Aaij R, et al. Measurement of the shape of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ differential decay rate [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96(11): 112005. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.112005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.112005).
- [112] Detmold W, Lehner C, Meinel S. $\Lambda_b \rightarrow p \ell^- \bar{\nu}_\ell$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell^- \bar{\nu}_\ell$ form factors from lattice QCD with relativistic heavy quarks [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(3): 034503. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.034503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.034503).
- [113] Bernlochner F U, Ligeti Z, Robinson D J, et al. New predictions for $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ semileptonic decays and tests of heavy quark symmetry [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(20): 202001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.202001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.202001).
- [114] Martinelli G, Naviglio M, Simula S, et al. Exclusive semileptonic B-meson decays using lattice QCD and unitarity [J/OL]. EPJ Web Conf., 2022, 270: 00015. DOI: [10.1051/epjconf/202227000015](https://doi.org/10.1051/epjconf/202227000015).
- [115] Amhis Y S, et al. Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of 2021 [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 107(5): 052008. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.052008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.052008).
- [116] Geng C Q, Liu C W, Tsai T H. Nonleptonic two-body weak decays of Λ_b in modified MIT bag model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 102(3): 034033. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.034033](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.034033).
- [117] Liu C W, Geng C Q. Center of mass motion in bag model [J/OL]. Chin. Phys. C, 2023, 47 (1): 014104. DOI: [10.1088/1674-1137/ac9de8](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ac9de8).

- [118] Schlumpf F. Relativistic constituent quark model of electroweak properties of baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 1993, 47: 4114. DOI: [10.1103/PhysRevD.47.4114](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.47.4114).
- [119] Cheng H Y, Cheung C Y, Hwang C W. Mesonic form-factors and the Isgur-Wise function on the light front [J/OL]. Phys. Rev. D, 1997, 55: 1559-1577. DOI: [10.1103/PhysRevD.55.1559](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.1559).
- [120] Cheng H Y, Chua C K, Hwang C W. Light front approach for heavy pentaquark transitions [J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 70: 034007. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.034007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.034007).
- [121] Ke H W, Li X Q, Wei Z T. Diquarks and $\Lambda(b) \rightarrow \Lambda(c)$ weak decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 77: 014020. DOI: [10.1103/PhysRevD.77.014020](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.014020).
- [122] Ke H W, Yuan X H, Li X Q, et al. $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$ and $\Omega_b \rightarrow \Omega_c$ weak decays in the light-front quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86: 114005. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.114005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.114005).
- [123] Wang W, Yu F S, Zhao Z X. Weak decays of doubly heavy baryons: the $1/2 \rightarrow 1/2$ case [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(11): 781. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5360-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5360-1).
- [124] Zhao Z X. Weak decays of triply heavy baryons: the $3/2 \rightarrow 1/2$ case [J]. 2022.
- [125] Chen L, Ren Y W, Wang L T, et al. Form factors of $P \rightarrow T$ transition within the light-front quark models [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2022, 82(5): 451. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10391-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10391-0).
- [126] Chang Q, Li X N, Li X Q, et al. Self-consistency and covariance of light-front quark models: testing via P , V and A meson decay constants, and $P \rightarrow P$ weak transition form factors [J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98(11): 114018. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.114018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.114018).
- [127] Chua C K. Color-allowed bottom baryon to s -wave and p -wave charmed baryon nonleptonic decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 100(3): 034025. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.034025](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.034025).
- [128] Aaij R, et al. Measurement of CP asymmetry in $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ decays [J/OL]. JHEP, 2018, 03: 059. DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)059](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)059).
- [129] Gronau M, London D. How to determine all the angles of the unitarity triangle from $B(d)0 \rightarrow D K(s)$ and $B(s)0 \rightarrow D0$ [J/OL]. Phys. Lett. B, 1991, 253: 483-488. DOI: [10.1016/0370-2693\(91\)91756-L](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91756-L).
- [130] Atwood D, Dunietz I, Soni A. Enhanced CP violation with $B \rightarrow K D0$ (anti- $D0$) modes and extraction of the CKM angle γ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1997, 78: 3257-3260. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.3257](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3257).
- [131] Grossman Y, Ligeti Z, Soffer A. Measuring γ in $B^{+-} \rightarrow K^{+-} (KK^*)(D)$ decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2003, 67: 071301. DOI: [10.1103/PhysRevD.67.071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.071301).
- [132] Charles J, et al. Current status of the Standard Model CKM fit and constraints on $\Delta F = 2$ New Physics [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 91(7): 073007. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.073007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.073007).
- [133] Bona M, et al. The Unitarity Triangle Fit in the Standard Model and Hadronic Parameters from Lattice QCD: A Reappraisal after the Measurements of $\Delta m(s)$ and $BR(B \rightarrow \tau \nu(\tau))$ [J/OL]. JHEP, 2006, 10: 081. DOI: [10.1088/1126-6708/2006/10/081](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/10/081).
- [134] Aaij R, et al. Differential branching fraction and angular analysis of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ decays [J/OL]. JHEP, 2015, 06: 115. DOI: [10.1007/JHEP06\(2015\)115](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2015)115).
- [135] Aaij R, et al. Measurement of the photon polarization in $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(5): L051104. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.L051104](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.L051104).
- [136] Aad G, et al. Measurement of the parity-violating asymmetry parameter α_b and the helicity amplitudes for the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi + \Lambda^0$ with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2014, 89(9): 092009. DOI: [10.1103/PhysRevD.89.092009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.092009).

- [137] Lu C D, Wang Y M, Zou H, et al. Anatomy of the pQCD Approach to the Baryonic Decays $\Lambda_b \rightarrow p \pi, p K$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 80: 034011. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.034011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.034011).
- [138] Zhu J, Wei Z T, Ke H W. Semileptonic and nonleptonic weak decays of Λ_b^0 [J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 99(5): 054020. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.054020](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.054020).
- [139] Gutsche T, Ivanov M A, Körner J G, et al. Polarization effects in the cascade decay $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p \pi^-) + J/\psi(\rightarrow \ell^+ \ell^-)$ in the covariant confined quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 88(11): 114018. DOI: [10.1103/PhysRevD.88.114018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.114018).
- [140] Giri A K, Mohanta R, Khanna M P. Possibility of extracting the weak phase gamma from $\Lambda_b \rightarrow \Lambda D^0$ decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2002, 65: 073029. DOI: [10.1103/PhysRevD.65.073029](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.073029).
- [141] Zhang S, Jiang Y, Chen Z, et al. Sensitivity studies on the CKM angle γ in $\Lambda_b^0 \rightarrow D \Lambda$ decays [J]. 2021.
- [142] Geng C Q, Jin X N, Liu C W, et al. New extraction of CP violation in b-baryon decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2022, 834: 137429. DOI: [10.1016/j.physletb.2022.137429](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.137429).
- [143] Mangoni A. J/ψ decays into baryon-antibaryon pairs [J/OL]. Nuovo Cim. C, 2020, 43(4-5): 109. DOI: [10.1393/ncc/i2020-20109-1](https://doi.org/10.1393/ncc/i2020-20109-1).
- [144] Ablikim M, et al. Study of J/ψ and $\psi(3686) \rightarrow \Sigma(1385)^0 \bar{\Sigma}(1385)^0$ and $\Xi^0 \bar{\Xi}^0$ [J/OL]. Phys. Lett. B, 2017, 770: 217-225. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.04.048](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.04.048).
- [145] Ablikim M, et al. Σ^+ and $\bar{\Sigma}^-$ polarization in the J/ψ and $\psi(3686)$ decays [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 125(5): 052004. DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.052004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.052004).
- [146] Ablikim M, et al. Study of J/ψ and $\psi(3686)$ decay to $\Lambda \bar{\Lambda}$ and $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ final states [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 95(5): 052003. DOI: [10.1103/PhysRevD.95.052003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.052003).
- [147] Ablikim M, et al. First simultaneous measurement of Ξ^0 and $\bar{\Xi}^0$ asymmetry parameters in $\psi(3686)$ decay [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 108(1): L011101. DOI: [10.1103/PhysRevD.108.L011101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.L011101).
- [148] Ablikim M, et al. Polarization and Entanglement in Baryon-Antibaryon Pair Production in Electron-Positron Annihilation [J/OL]. Nature Phys., 2019, 15: 631-634. DOI: [10.1038/s41567-019-0494-8](https://doi.org/10.1038/s41567-019-0494-8).
- [149] Ablikim M, et al. Precise Measurements of Decay Parameters and CP Asymmetry with Entangled $\Lambda - \bar{\Lambda}$ Pairs [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2022, 129(13): 131801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.129.131801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.131801).
- [150] He X G, Ma J P. Testing of P and CP symmetries with $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ [J/OL]. Phys. Lett. B, 2023, 839: 137834. DOI: [10.1016/j.physletb.2023.137834](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137834).
- [151] Ablikim M, et al. Search for an axion-like particle in radiative J/ψ decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2023, 838: 137698. DOI: [10.1016/j.physletb.2023.137698](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137698).
- [152] Ablikim M, et al. Search for the lepton flavor violating decay $J/\psi \rightarrow e \mu$ [J/OL]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2023, 66(2): 221011. DOI: [10.1007/s11433-022-1995-0](https://doi.org/10.1007/s11433-022-1995-0).
- [153] Ablikim M, et al. Search for a CP-odd light Higgs boson in $J/\psi \rightarrow \gamma A^0$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(1): 012008. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.012008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.012008).
- [154] Zeng S, Xu Y, Zhou X R, et al. Prospects of CP violation in Λ decay with a polarized electron beam at the STCF* [J/OL]. Chin. Phys. C, 2023, 47(11): 113001. DOI: [10.1088/1674-1137/ace9c5](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ace9c5).
- [155] Alekseev M, et al. A model to explain angular distributions of J/ψ and $\psi(2S)$ decays into

- $\Lambda\bar{\Lambda}$ and $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ [J/OL]. Chin. Phys. C, 2019, 43(2): 023103. DOI: [10.1088/1674-1137/43/2/023103](https://doi.org/10.1088/1674-1137/43/2/023103).
- [156] Chen H, Ping R G. Rescattering effects of baryon and antibaryon in heavy quarkonium decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2007, 644: 54-58. DOI: [10.1016/j.physletb.2006.05.093](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.05.093).
- [157] Ablikim M, et al. First observation of the isospin violating decay $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86: 032008. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.032008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.032008).
- [158] Ablikim M, et al. Measurements of the branching fractions of $\psi(3686) \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ and $\chi_{cJ(J=0,1,2)} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 103: 112004. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.112004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112004).
- [159] Dobbs S, Seth K K, Tomaradze A, et al. Hyperon Form Factors & Diquark Correlations [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96(9): 092004. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.092004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.092004).
- [160] Claudson M, Glashow S L, Wise M B. Isospin Violation in $J/\psi \rightarrow$ Baryon Anti-baryon [J/OL]. Phys. Rev. D, 1982, 25: 1345. DOI: [10.1103/PhysRevD.25.1345](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.25.1345).
- [161] Zhu K, Mo X H, Yuan C Z. Determination of the relative phase in ψ' and J/ψ decays into baryon and antibaryon [J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 2015, 30(25): 1550148. DOI: [10.1142/S0217751X15501481](https://doi.org/10.1142/S0217751X15501481).
- [162] Ferroli R B, Mangoni A, Pacetti S. The cross section of $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.$ as a litmus test of isospin violation in the decays of vector charmonia into $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + c.c.$ [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80(9): 903. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-08474-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08474-x).
- [163] Wei D H. The SU(3) symmetry breaking in J/psi decays [J/OL]. J. Phys. G, 2009, 36: 115006. DOI: [10.1088/0954-3899/36/11/115006](https://doi.org/10.1088/0954-3899/36/11/115006).
- [164] Jiao J. Study of decay $\psi(1S, 2S) \rightarrow$ baryon pairs at BESIII [J/OL]. PoS, 2016, CHARM2016: 046. DOI: [10.22323/1.289.0046](https://doi.org/10.22323/1.289.0046).
- [165] Kivel N. A description of charmonia decays $J/\psi \rightarrow B\bar{B}$ within the QCD factorisation framework [J/OL]. Eur. Phys. J. A, 2022, 58(7): 138. DOI: [10.1140/epja/s10050-022-00762-2](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00762-2).
- [166] Mangoni A. The electromagnetic amplitudes in the J/ψ and $\psi(2S)$ decays into spin-1/2 baryon-antibaryon pairs [J]. 2022.
- [167] Baldini Ferroli R, Mangoni A, Pacetti S, et al. Strong and electromagnetic amplitudes of the J/ψ decays into baryons and their relative phase [J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 799: 135041. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.135041](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135041).
- [168] Micu L. Decay rates of meson resonances in a quark model [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1969, 10: 521-526. DOI: [10.1016/0550-3213\(69\)90039-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(69)90039-X).
- [169] Le Yaouanc A, Oliver L, Pene O, et al. Naive quark pair creation model of strong interaction vertices [J/OL]. Phys. Rev. D, 1973, 8: 2223-2234. DOI: [10.1103/PhysRevD.8.2223](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.8.2223).
- [170] Ackleh E S, Barnes T, Swanson E S. On the mechanism of open flavor strong decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 1996, 54: 6811-6829. DOI: [10.1103/PhysRevD.54.6811](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.54.6811).
- [171] Simonov Y A. Relativistic theory of string breaking in QCD [J/OL]. Phys. Rev. D, 2011, 84: 065013. DOI: [10.1103/PhysRevD.84.065013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.065013).
- [172] Weber H J. GLUON AND QUARK CONDENSATE INDUCED P wave triplet QUARK PAIR CREATION [J/OL]. Phys. Lett. B, 1989, 218: 267-271. DOI: [10.1016/0370-2693\(89\)91578-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(89)91578-5).
- [173] Chen C, Chen X L, Liu X, et al. Strong decays of charmed baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2007, 75: 094017. DOI: [10.1103/PhysRevD.75.094017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.094017).
- [174] Ke H W, Chen Y Z, Li X Q. The decay rate of J/ψ to $\Lambda_c + \bar{\Sigma}^+$ in SM and beyond [J/OL]. Chin. Phys. Lett., 2011, 28: 071301. DOI: [10.1088/0256-307X/28/7/071301](https://doi.org/10.1088/0256-307X/28/7/071301).

- [175] Wang T, Wang G L, Fu H F, et al. Two-Body Strong Decay of $Z(3930)$ as the $\chi_{c2}(2P)$ State [J/OL]. JHEP, 2013, 07: 120. DOI: [10.1007/JHEP07\(2013\)120](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2013)120).
- [176] Gong K, Jing H Y, Zhang A. Possible assignments of highly excited $\Lambda_c(2860)^+$, $\Lambda_c(2880)^+$ and $\Lambda_c(2940)^+$ [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(5): 467. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09255-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09255-w).
- [177] Garcia-Tecocoatzi H, Giachino A, Li J, et al. Strong decay widths and mass spectra of charmed baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 107(3): 034031. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.034031](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.034031).
- [178] Barr S M, Zee A. Neutral Currents and Grand Unification [J/OL]. Phys. Lett. B, 1980, 92: 297. DOI: [10.1016/0370-2693\(80\)90268-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90268-3).
- [179] Robinett R W, Rosner J L. Prospects for a Second Neutral Vector Boson at Low Mass in $SO(10)$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 1982, 25: 3036. DOI: [10.1103/PhysRevD.27.679](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.27.679).
- [180] London D, Rosner J L. Extra Gauge Bosons in $E(6)$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 1986, 34: 1530. DOI: [10.1103/PhysRevD.34.1530](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.34.1530).
- [181] Del Aguila F, Cvetič M, Langacker P. Reconstruction of the extended gauge structure from Z -prime observables at future colliders [J/OL]. Phys. Rev. D, 1995, 52: 37-43. DOI: [10.1103/PhysRevD.52.37](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.52.37).
- [182] Hewett J L, Rizzo T G. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired $E(6)$ Models [J/OL]. Phys. Rept., 1989, 183: 193. DOI: [10.1016/0370-1573\(89\)90071-9](https://doi.org/10.1016/0370-1573(89)90071-9).
- [183] Komachenko Y Y, Khlopov M Y. On Manifestation of Z' Boson of Heterotic String in Exclusive Neutrino $N \rightarrow \text{Neutrino } P_0 N$ Processes [J]. Sov. J. Nucl. Phys., 1990, 51: 692-695.
- [184] Barger V D, Phillips R J N. Weak Currents and Z^0 Production in Left-right Symmetric Gauge Models [J/OL]. Phys. Rev. D, 1978, 18: 775. DOI: [10.1103/PhysRevD.18.775](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.18.775).
- [185] Ma E. Particle Dichotomy and Left-Right Decomposition of $E(6)$ Superstring Models [J/OL]. Phys. Rev. D, 1987, 36: 274. DOI: [10.1103/PhysRevD.36.274](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.36.274).
- [186] Davidson A. $B-L$ as the fourth color within an $SU(2)_L \times U(1)_R \times U(1)$ model [J/OL]. Phys. Rev. D, 1979, 20: 776. DOI: [10.1103/PhysRevD.20.776](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.20.776).
- [187] Basso L, Belyaev A, Moretti S, et al. Phenomenology of the minimal B-L extension of the Standard model: Z' and neutrinos [J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 80: 055030. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.055030](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.055030).
- [188] Appelquist T, Dobrescu B A, Hopper A R. Nonexotic Neutral Gauge Bosons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2003, 68: 035012. DOI: [10.1103/PhysRevD.68.035012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.035012).
- [189] Carena M, Daleo A, Dobrescu B A, et al. Z' gauge bosons at the Tevatron [J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 70: 093009. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.093009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.093009).
- [190] Alcaraz J, et al. A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model [J]. 2006.
- [191] Aad G, et al. Search for high-mass dilepton resonances using 139 fb^{-1} of pp collision data collected at $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 796: 68-87. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.07.016](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.07.016).
- [192] Khachatryan V, et al. A search for pair production of new light bosons decaying into muons [J/OL]. Phys. Lett. B, 2016, 752: 146-168. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.10.067](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.10.067).
- [193] Aaij R, et al. Search for $A' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decays [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 124(4): 041801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.041801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.041801).

- [194] Lees J P, et al. Search for a Dark Photon in e^+e^- Collisions at BaBar [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113(20): 201801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.201801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.201801).
- [195] Chakraborty K, Das A, Goswami S, et al. Constraining general U(1) interactions from neutrino-electron scattering measurements at DUNE near detector [J/OL]. JHEP, 2022, 04: 008. DOI: [10.1007/JHEP04\(2022\)008](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2022)008).
- [196] Asai K, Das A, Li J, et al. Chiral Z' in FASER, FASER2, DUNE, and ILC beam dump experiments [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(9): 095033. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.095033](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.095033).
- [197] Khachatryan V, et al. Search for narrow resonances in dijet final states at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the novel CMS technique of data scouting [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(3): 031802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.031802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.031802).
- [198] Sirunyan A M, et al. Search for new physics in dijet angular distributions using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on dark matter and other models [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(9): 789. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6242-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6242-x).
- [199] Workman R L, et al. Review of Particle Physics [J/OL]. PTEP, 2022, 2022: 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [200] Bause R, Gisbert H, Hiller G, et al. U-spin-CP anomaly in charm [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 108(3): 035005. DOI: [10.1103/PhysRevD.108.035005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.035005).
- [201] Nakano T, Nishijima K. Charge Independence for V-particles [J/OL]. Prog. Theor. Phys., 1953, 10: 581-582. DOI: [10.1143/PTP.10.581](https://doi.org/10.1143/PTP.10.581).
- [202] Gell-Mann M. The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets [J/OL]. Nuovo Cim., 1956, 4(S2): 848-866. DOI: [10.1007/BF02748000](https://doi.org/10.1007/BF02748000).
- [203] Dirac P A M. Forms of Relativistic Dynamics [J/OL]. Rev. Mod. Phys., 1949, 21: 392-399. DOI: [10.1103/RevModPhys.21.392](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.21.392).
- [204] Berestetsky V B, Terentev M V. Light Front Dynamics and Nucleons from Relativistic Quarks [J]. Sov. J. Nucl. Phys., 1976, 24: 547.
- [205] Berestetsky V B, Terentev M V. Nucleon Form-Factors and Dynamics of the Light Front [J]. Sov. J. Nucl. Phys., 1977, 25: 347-354.
- [206] Zhang W M. Light front dynamics and light front QCD [J]. Chin. J. Phys., 1994, 32: 717-808.
- [207] Geng C Q, Lih C C, Zhang W M. Radiative leptonic B decays in the light front model [J/OL]. Phys. Rev. D, 1998, 57: 5697-5702. DOI: [10.1103/PhysRevD.57.5697](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.5697).
- [208] Lih C C, Geng C Q, Zhang W M. Study of $B_c^+ \rightarrow \ell^+ \nu, \gamma$ decays in the light front model [J/OL]. Phys. Rev. D, 1999, 59: 114002. DOI: [10.1103/PhysRevD.59.114002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.114002).
- [209] Geng C Q, Lih C C, Zhang W M. Study of $B(s,d) \rightarrow l^+ l^-$ gamma decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2000, 62: 074017. DOI: [10.1103/PhysRevD.62.074017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.62.074017).
- [210] Geng C Q, Hwang C W, Lih C C, et al. Mesonic tensor form-factors with light front quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2001, 64: 114024. DOI: [10.1103/PhysRevD.64.114024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.114024).
- [211] Geng C Q, Liu C C. Study of $B_s \rightarrow (\eta, \eta', \phi) \ell \bar{\ell}$ decays [J/OL]. J. Phys. G, 2003, 29: 1103-1118. DOI: [10.1088/0954-3899/29/6/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/29/6/313).
- [212] Cheng H Y, Chua C K, Hwang C W. Covariant light front approach for s wave and p wave mesons: Its application to decay constants and form-factors [J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 69: 074025. DOI: [10.1103/PhysRevD.69.074025](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.074025).
- [213] Geng C Q, Lih C C, Xia C. Some heavy vector and tensor meson decay constants in light-front quark model [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76(6): 313. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4172-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4172-z).

- [214] Cheng H Y, Kang X W. Branching fractions of semileptonic D and D_s decays from the covariant light-front quark model [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(9): 587. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5170-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5170-5).
- [215] Chang Q, Wang L T, Li X N. Form factors of $V' \rightarrow V''$ transition within the light-front quark models [J/OL]. JHEP, 2019, 12: 102. DOI: [10.1007/JHEP12\(2019\)102](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)102).
- [216] Shi Y J, Wang W, Zhao Z X. $B_c \rightarrow B_{sJ}$ form factors and B_c decays into B_{sJ} in covariant light-front approach [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76(10): 555. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4405-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4405-1).
- [217] Shen Y L, Li G. Radiative $D(D_s)$ decays in the covariant light front approach [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2013, 73: 2441. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2441-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2441-7).
- [218] Zhao Z X. Weak decays of doubly heavy baryons: the $1/2 \rightarrow 3/2$ case [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(9): 756. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6213-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6213-2).
- [219] Zhao Z X. Weak decays of heavy baryons in the light-front approach [J/OL]. Chin. Phys. C, 2018, 42(9): 093101. DOI: [10.1088/1674-1137/42/9/093101](https://doi.org/10.1088/1674-1137/42/9/093101).
- [220] Xing Z P, Zhao Z X. Weak decays of doubly heavy baryons: the FCNC processes [J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98(5): 056002. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.056002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.056002).
- [221] Chua C K. Color-allowed bottom baryon to charmed baryon nonleptonic decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 99(1): 014023. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.014023](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.014023).
- [222] Geng C Q, Lih C C, Liu C W, et al. Semileptonic decays of Λ_c^+ in dynamical approaches [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 101(9): 094017. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.094017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.094017).
- [223] Geng C Q, Liu C W, Tsai T H. Non-leptonic two-body decays of Λ_b^0 in light-front quark model [J/OL]. Phys. Lett. B, 2021, 815: 136125. DOI: [10.1016/j.physletb.2021.136125](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136125).
- [224] Brodsky S J, Pauli H C, Pinsky S S. Quantum chromodynamics and other field theories on the light cone [J/OL]. Phys. Rept., 1998, 301: 299-486. DOI: [10.1016/S0370-1573\(97\)00089-6](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00089-6).
- [225] Chiu K Y J, Brodsky S J. Angular Momentum Conservation Law in Light-Front Quantum Field Theory [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 95(6): 065035. DOI: [10.1103/PhysRevD.95.065035](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.065035).
- [226] Ke H W, Hao N, Li X Q. Revisiting $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ and $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$ weak decays in the light-front quark model [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(6): 540. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7048-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7048-1).
- [227] Bakker B L G, Kondratyuk L A, Terentev M V. ON THE FORMULATION OF TWO-BODY AND THREE-BODY RELATIVISTIC EQUATIONS EMPLOYING LIGHT FRONT DYNAMICS [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1979, 158: 497-519. DOI: [10.1016/0550-3213\(79\)90179-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90179-2).
- [228] Isgur N, Karl G. P Wave Baryons in the Quark Model [J/OL]. Phys. Rev. D, 1978, 18: 4187. DOI: [10.1103/PhysRevD.18.4187](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.18.4187).
- [229] Chodos A, Jaffe R L, Johnson K, et al. A New Extended Model of Hadrons [J/OL]. Phys. Rev. D, 1974, 9: 3471-3495. DOI: [10.1103/PhysRevD.9.3471](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.3471).
- [230] DeGrand T A, Jaffe R L, Johnson K, et al. Masses and Other Parameters of the Light Hadrons [J/OL]. Phys. Rev. D, 1975, 12: 2060. DOI: [10.1103/PhysRevD.12.2060](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.12.2060).
- [231] Cheng H Y, Liu C W, Xu F. Heavy-flavor-conserving hadronic weak decays of charmed and bottom baryons: An update [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(9): 093005. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.093005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.093005).
- [232] Buchalla G, Buras A J, Lautenbacher M E. Weak decays beyond leading logarithms [J/OL]. Rev. Mod. Phys., 1996, 68: 1125-1144. DOI: [10.1103/RevModPhys.68.1125](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.68.1125).
- [233] Choi H M, Ji C R. Nonvanishing zero modes in the light front current [J/OL]. Phys. Rev. D, 1998, 58: 071901. DOI: [10.1103/PhysRevD.58.071901](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.071901).

- [234] Choi H M, Ji C R. The Light-front zero-mode contribution to the good current in weak transition [J/OL]. Phys. Rev. D, 2005, 72: 013004. DOI: [10.1103/PhysRevD.72.013004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.013004).
- [235] Choi H M, Ji C R. Light-front zero-mode contribution to the tensor form factors for the exclusive rare $P \rightarrow V \ell^+ \ell^-$ decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2011, 696: 518-522. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.01.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.01.021).
- [236] Choi H M, Ji C R. Light-front zero-mode issue for the transition form factors between pseudoscalar and vector mesons [J/OL]. Few Body Syst., 2012, 52: 409-414. DOI: [10.1007/s00601-011-0294-x](https://doi.org/10.1007/s00601-011-0294-x).
- [237] Choi H M, Ji C R. Light-front zero-mode issue on the vector meson decay constant [J/OL]. Few Body Syst., 2014, 55: 435-440. DOI: [10.1007/s00601-013-0789-8](https://doi.org/10.1007/s00601-013-0789-8).
- [238] Inami T, Lim C S. Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $k(L) \rightarrow \mu \text{ anti-}\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+$ Neutrino anti-neutrino and $K^0 \leftrightarrow \text{anti-}K^0$ [J/OL]. Prog. Theor. Phys., 1981, 65: 297. DOI: [10.1143/PTP.65.297](https://doi.org/10.1143/PTP.65.297).
- [239] Falk A F, Neubert M. Second order power corrections in the heavy quark effective theory. 2. Baryon form-factors [J/OL]. Phys. Rev. D, 1993, 47: 2982-2990. DOI: [10.1103/PhysRevD.47.2982](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.47.2982).
- [240] Geng C Q, Jin X N, Liu C W. Time-reversal asymmetries in Λ_b semileptonic decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(5): 053006. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.053006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.053006).
- [241] Ebert D, Faustov R N, Galkin V O. Semileptonic decays of heavy baryons in the relativistic quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2006, 73: 094002. DOI: [10.1103/PhysRevD.73.094002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.094002).
- [242] Miao Y, Deng H, Huang K S, et al. $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ form factors from QCD light-cone sum rules* [J/OL]. Chin. Phys. C, 2022, 46(11): 113107. DOI: [10.1088/1674-1137/ac8652](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ac8652).
- [243] Duan H H, Liu Y L, Huang M Q. Light-cone sum rule analysis of semileptonic decays $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2022, 82(10): 951. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10931-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10931-8).
- [244] Huang M Q, Jin H Y, Korner J G, et al. Note on the slope parameter of the baryonic Lambda(b) $\rightarrow$ Lambda(c) Isgur-Wise function [J/OL]. Phys. Lett. B, 2005, 629: 27-32. DOI: [10.1016/j.physletb.2005.09.022](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.09.022).
- [245] Li Y S, Liu X, Yu F S. Revisiting semileptonic decays of $\Lambda_{b(c)}$ supported by baryon spectroscopy [J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 104(1): 013005. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.013005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.013005).
- [246] Faustov R N, Galkin V O. Semileptonic decays of Λ_b baryons in the relativistic quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 94(7): 073008. DOI: [10.1103/PhysRevD.94.073008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.073008).
- [247] Gutsche T, Ivanov M A, Körner J G, et al. Semileptonic decay $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c + \tau^- + \bar{\nu}_\tau$ in the covariant confined quark model [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 91(7): 074001. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.074001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.074001).
- [248] Ablikim M, et al. Study of the Semileptonic Decay $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda_e^+ \nu_e$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2022, 129(23): 231803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.129.231803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.231803).
- [249] Pakvasa S, Rosen S P, Tuan S F. Parity Violation and Flavor Selection Rules in Charmed Baryon Decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 1990, 42: 3746-3754. DOI: [10.1103/PhysRevD.42.3746](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.42.3746).
- [250] Buras A J, Jamin M, Lautenbacher M E, et al. Effective Hamiltonians for $\Delta S = 1$ and $\Delta B = 1$ nonleptonic decays beyond the leading logarithmic approximation [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1992, 370: 69-104. DOI: [10.1016/0550-3213\(92\)90345-C](https://doi.org/10.1016/0550-3213(92)90345-C).
- [251] Zhang W X, Xu H, Jia D. Masses and magnetic moments of hadrons with one and two open heavy quarks: Heavy baryons and tetraquarks [J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 104(11): 114011. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.114011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.114011).

- [252] Ablikim M, et al. Model-independent determination of the relative strong-phase difference between D^0 and $\bar{D}^0 \rightarrow K_{S,L}^0 \pi^+ \pi^-$ and its impact on the measurement of the CKM angle γ/ϕ_3 [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 101(11): 112002. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.112002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.112002).
- [253] Aaij R, et al. Measurement of the mass and production rate of Ξ_b^- baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 99(5): 052006. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.052006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.052006).
- [254] Apollinari G, Béjar Alonso I, Bruning O, et al. High-Luminosity Large Hadron Collider(HL-LHC).Technical Design Report V.0.1 [J/OL]. 2017, 4. DOI: [10.23731/CYRM-2017-004](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-004).
- [255] Jin X N, Liu C W, Geng C Q. Study of charmless two-body baryonic B decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(5): 053005. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.053005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.053005).
- [256] Xia L, Rosner C, Wang Y D, et al. Proton Electromagnetic Form Factors in the Time-like Region through the Scan Technique [J/OL]. Symmetry, 2022, 14(2): 231. DOI: [10.3390/sym14020231](https://doi.org/10.3390/sym14020231).
- [257] Segovia J, Entem D R, Fernández F. Scaling of the 3P_0 Strength in Heavy Meson Strong Decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2012, 715: 322-327. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.005](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.005).
- [258] Ablikim M, et al. Novel method to extract the femtometer structure of strange baryons using the vacuum polarization effect [J]. 2023.

致 谢

2021 年我来到中国科学院大学杭州高等研究院，在美丽的铜鉴湖畔度过了攻读博士学位的宝贵时光。这一切虽是因缘际会，却也包含了我对中国学术研究的华山之巅——中国科学院的憧憬向往，和对我的导师耿朝强教授的高山仰止之情。如今即将获得博士学位并离开学校，回望过去，感慨万千。

首先，我要由衷感谢我的导师耿朝强教授。耿老师多年来一直耕耘于粒子物理领域，硕果累累。他的学术成就我虽难以望其项背，但有了他高屋建瓴的指引，我的博士课题研究总体来说进展顺利。在攻读博士学位期间，我能够在粒子物理的研究中有登堂入室之感，实在是人生中难得的经历。在生活中，耿老师的乐观洒脱也给我留下了深刻的印象，开阔了我的视野和心胸。良师可遇而难求，学术生涯无憾！

同时，我也要感谢课题组的刘佳韦博士。有幸在我攻读博士期间与刘佳韦博士有很多交集，在我研究课题的过程中，他给予了我许多宝贵的建议和帮助，使我能够更加深入地理解问题，更加高效地解决困难。在他的指导下，我不断进步，不断成长。此外，他还是一个有独特人格魅力的人，感谢他在生活上对我的关心和帮助，帮我打开很多思维的盲区，带给我很多思考，受益良多。

除此之外，我要感谢我的父母，尤其感谢他们对我选择的尊重与支持。求学生涯漫长，如今面临而立之年，终于能够有能力回馈父母，我深感欣慰。我还要感谢课题组和学院内外其他一起攻读博士学位的同学，得以在学术上互相探讨学习，在生活中互相关心鼓励，留下了很多难忘的回忆。也感谢在历次学术会议中遇到的各位前辈和同学，他们在学术交流和切磋中给予了我很大的帮助和启发，能参与到高能物理这一学术共同体中，我深感荣幸！

2024 年 4 月

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果

作者简历：

2014 年 9 月——2018 年 6 月，在哈尔滨工业大学理学院（物理系）获得学士学位。

2019 年 9 月——2021 年 7 月，在哈尔滨工业大学物理学院获得硕士学位。

2021 年 9 月——2024 年 7 月，在中国科学院理论物理研究所攻读博士学位。

已发表（或正式接受）的学术论文：

- (1) J. Zhang, T. Wang, G. Li, Y. Jiang and G. L. Wang, Study of two quasidegenerate heavy sterile neutrinos in rare meson decays, *Phys. Rev. D* **103**, 035015 (2021).
- (2) C. Q. Geng, C. W. Liu, Z. Y. Wei and J. Zhang, Weak radiative decays of antitriplet bottomed baryons in light-front quark model, *Phys. Rev. D* **105**, 073007 (2022).
- (3) C. Q. Geng, X. N. Jin, C. W. Liu, Z. Y. Wei and J. Zhang, New extraction of CP violation in b-baryon decays, *Phys. Lett. B* **834**, 137429 (2022).
- (4) J. Zhang, X. N. Jin, C. W. Liu and C. Q. Geng, Heavy quark symmetry of Λ_b^0 decays in quark models, *Phys. Rev. D* **107**, 033004 (2023).
- (5) C. Q. Geng, C. W. Liu and J. Zhang, Isospin violating decays of vector charmonia, *Eur. Phys. J. C* **83**, 973 (2023).