

分 类 号: O572

单位代码: 10183

研究生学号: 2022321010

密 级: 公 开



吉 林 大 学

博士学位论文

正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究

Experimental Study of Charmed Hadron Decays at
Electron-Positron Colliders

作者姓名: 朱 林

专 业: 理论物理

研究方向: 高能物理实验

指导教师: 宋维民 教授

联合导师: 王至勇 研究员

培养单位: 物理学院

2025 年 6 月

正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究

Experimental Study of Charmed Hadron Decays at Electron-Positron Colliders

作者姓名：朱 林

专业名称：理论物理

指导教师：宋维民 教授

联合导师：王至勇 研究员

学位类别：理学博士

论文答辩日期：2025 年 05 月 28 日

授予学位日期： 年 月 日

答辩委员会组成：

	姓名	职称	工作单位
主席	苑长征	研究员	中国科学院高能物理研究所
委员	马海龙	研究员	中国科学院高能物理研究所
	王至勇	研究员	中国科学院高能物理研究所
	衡月昆	研究员	中国科学院高能物理研究所
	沈成平	教授	复旦大学
	常 钦	教授	河南师范大学

吉林大学博士学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交学位论文，是本人在指导教师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。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已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名： 朱林

日期： 2025 年 6 月 2 日

关于学位论文使用授权的声明

本人完全了解吉林大学有关保留、使用学位论文的规定, 同意吉林大学保留或向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版, 允许论文被查阅和借阅; 本人授权吉林大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索, 可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

(保密论文在解密后应遵守此规定)

论文级别: ☐ 硕士 ☒ 博士

学科专业: 理论物理

论文题目: 正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究

作者签名: 朱林 指导教师签名: 李维民

2025 年 6 月 2 日

作者联系地址 (邮编): 吉林大学物理学院, 130012

作者联系电话: (+86) 18236173961

指导教师对论文的学术评语

论文题目：	正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究				
作者姓名：	朱林		专业：		理论物理
导师姓名：	宋维民	职称：	教授	所在单位：	物理学院
对论文的工作过程介绍和学术评语：					
同意送审					
对论文是否达到学位标准的意见：					
论文达到博士学位标准					
2025 年 6 月 2 日					
注：本页编入学位论文					

宋维民
签名：

指导小组对论文的学术评语

论文题目：	正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究		
作者姓名：	朱林	专业：	理论物理
小组成员	职称	所在单位	
欧阳昊	研究员	吉林大学	
王至勇	研究员	中科院高能物理研究所	
宋维民	教授	吉林大学	

对论文的工作过程介绍和学术评语：

该论文聚焦于正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究，系统介绍了对粲偶素 $\psi(3686)$ 、 h_c 和 χ_{cJ} 的多个衰变模式的测量分析、以及对粲重子 Λ_{cc}^0 衰变非对称参数的测量工作。论文内容翔实，思路清晰，逻辑严谨，具有较高的学术价值。因此，论文指导小组一致同意该论文送审并参加答辩。

对论文是否达到学位标准的意见：

论文达到博士学位标准

王至勇
 欧阳昊
 宋维民

签名：

2025 年 6 月 2 日

注：本页编入学位论文

答辩决议书

论文题目：	正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究				
作者姓名：	朱林	专业：	理论物理	学院：	物理学院
答辩委员会	姓名	职称	工作单位		是否博导
主席	苑长征	研究员	中国科学院高能物理研究所		是
委员	王至勇	研究员	中国科学院高能物理研究所		是
	衡月昆	研究员	中国科学院高能物理研究所		是
	马海龙	研究员	中国科学院高能物理研究所		是
	沈成平	教授	复旦大学		是
	常钦	教授	河南师范大学		是
答辩委员会对论文及答辩情况的评语： 粲物理是粒子物理研究的重要前沿。论文围绕粲偶素强子衰变及粲重子弱衰变机制开展了系统性的实验研究，取得以下创新性成果： 1，基于BESIII实验数据，发现了hc衰变为$3(\pi^+\pi^-)\pi^0$、$2(\pi^+\pi^-)\omega$、$2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$过程的显著信号或强信号证据；首次确定了hc衰变至$2(\pi^+\pi^-)\eta$过程的上限分支比，并将hc到$p\bar{p}$过程的分支比上限压低了一个数量级。 2，基于BESIII实验数据，发现了$\psi(3686)$衰变至$\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$和$\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$过程的显著信号，发现了$\chi_{c1}$、$\chi_{c2}$衰变至$\Lambda\bar{\Lambda}\phi$过程的显著信号，发现了$\chi_{c0}$衰变至$\Lambda\bar{\Lambda}\phi$过程的强信号证据，并首次测定了上述各衰变过程的分支比。 3，基于Belle 和Belle II实验数据，开展X_{ic0}弱衰变非对称参数测量敏感度的盲分析研究，验证了实验方法的有效性，并更新了参考过程X_{ic0}衰变至$X_i^-\pi^+$过程的非对称参数测量结果。 论文选题具有前沿性和创新性，研究成果具有重要学术价值。论文结构严谨，逻辑清晰，数据分析方法科学合理，结果可靠，体现了作者扎实的专业基础和独立开展科研工作的能力。答辩过程中，朱林同学陈述思路清晰，论证充分，回答问题正确。 经答辩委员会无记名投票一致通过朱林的论文答辩并认为该论文是一篇优秀的博士学位论文，建议授予朱林理学博士学位。					
注：本页编入学位论文。					

摘 要

正负电子对撞机上粲强子衰变的实验研究

粲物理作为粒子物理研究的重要前沿之一，致力于探究含粲夸克的粒子（如粲偶素、粲重子及粲介子）的基本性质及其相互作用机制。该领域引起广泛关注的原因之一在于粲夸克质量标度（ $m_c \sim 1.5 \text{ GeV}$ ）处于量子色动力学（Quantum Chromodynamics, QCD）微扰与非微扰能区的临界过渡区域，其物理过程为揭示 QCD 理论在不同能区的适用边界提供了独特窗口。通过研究粲偶素（例如 $\psi(3686)$ 、 χ_{cJ} ($J = 0, 1, 2$)、或 h_c) 的强子衰变性质，可确立 QCD 微扰展开的适用判据，进而通过唯象提取非微扰参数帮助完善理论模型。另一方面，在标准模型中，卡比玻-小林-益川（Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, CKM）矩阵提供的 CP 破坏强度不足以解释目前观测到的正反物质不对称性。因此，寻找新的 CP 破坏来源或未知的 CP 破坏机制是当今粒子物理研究的关键方向之一。粲重子衰变中非对称参数的测量，不仅为理解粲重子衰变中的基本对称性破坏提供了重要实验信息，也有助于揭示粲重子的动力学机制，并对相关理论模型的预言进行检验。

依托 BESIII 及 Belle (II) 实验装置的高能正负电子对撞，大量含重夸克（如底夸克与粲夸克）的夸克偶素或强子得以高效产生，这为系统研究粲偶素强衰变动力学与粲重子弱衰变机制，以及验证相关理论模型预言提供了独特实验平台。

利用 BESIII 探测器上采集的 $(2712.4 \pm 14.3) \times 10^6$ 的 $\psi(3686)$ 数据样本，本论文对于粲偶素粒子 h_c 强衰变过程展开实验研究，研究内容包括寻找 h_c 的多种强子衰变模式，如 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ ， $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ ， $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ ， $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 以及 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 。首次观测到 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变模式的显著信号，同时首次发现 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 和 $2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变模式的强信号证据。给出了其相应分支比测量值分别为 $(9.28 \pm 1.14 \pm 0.77) \times 10^{-3}$ 、 $(7.55 \pm 1.51 \pm 0.77) \times 10^{-3}$ 和 $(4.00 \pm 0.86 \pm 0.35) \times 10^{-3}$ 。其中第一项误差为统计误差，第二项为系统误差。对

于未观测到显著信号的 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 和 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 过程, 本文也给出了在百分之 90 置信度下的分支比上限结果: 分别为 $< 6.19 \times 10^{-4}$ 和 $< 4.40 \times 10^{-5}$ 。

本文也对粲偶素介子衰变到重子对以及一个矢量介子的三体衰变模式进行了系统研究。基于 BESIII 采集的 $\psi(3686)$ 数据样本, 首次观测到 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程的显著信号, 测得的分支比分别为 $(1.89 \pm 0.18 \pm 0.21) \times 10^{-5}$ 和 $(2.96 \pm 0.54 \pm 0.41) \times 10^{-6}$ 。通过分析 $\Sigma\omega$, $\Sigma\phi$, $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 子系统的不变质量谱, 对潜在的中间态结构进行了检查, 但限于统计量未发现显著的迹象证明其存在。

此外, 基于 BESIII 实验采集的 $\psi(3686)$ 数据样本, 利用 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ 衰变过程产生的大量 χ_{cJ} 粒子, 对 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 三体衰变模式进行了研究。首次观测到 $\chi_{c1,2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变过程的显著信号, 并首次发现 $\chi_{c0} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变过程的强信号证据。测得的相应分支比分别为 $(2.99 \pm 1.24 \pm 0.19) \times 10^{-5}$ (χ_{c0}), $(6.01 \pm 0.90 \pm 0.40) \times 10^{-5}$ (χ_{c1}), 和 $(7.13 \pm 0.81 \pm 0.36) \times 10^{-5}$ (χ_{c2})。对于 $\chi_{c1,2}$ 衰变模式, 本研究还通过 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})\phi$ 的不变质量谱对潜在的中间态结构进行了研究, 但在当前统计量下, 未发现显著证据表明中间态的存在。

在粲重子弱衰变的研究方面, 本文基于 Belle 和 Belle II 探测器在 $\Upsilon(nS)(n = 1-5)$ 中心质量点及附近能量点采集的 1.4 ab^{-1} 数据样本, 在 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 连续过程中开展了相关实验研究。采用盲分析方法, 对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变过程的非对称参数进行了测量, 未发现明显偏差。此外, 本文更新了 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变过程的非对称参数 (α), 测量值为 $(0.641 \pm 0.029 \pm 0.007)$, 与先前 Belle 实验结果一致。这些 α 值有助于理解 S 波和 P 波振幅之间的相位偏移。

关键词:

BESIII 实验, Belle (II) 实验, 粲偶素衰变, 粲重子衰变, 分支比, 衰变非对称参数

Abstract

Experimental Study of Charmed Hadron Decays at Electron-Positron Colliders

Charm physics, as one of the key frontiers in particle physics research, is dedicated to exploring the fundamental properties and interaction mechanisms of particles containing charm quarks, such as charmonium, charmed baryons, and charmed mesons. The significance of this discipline stems particularly from the unique position of the charm quark mass scale ($m_c \sim 1.5$ GeV) at the critical transition boundary between perturbative and non-perturbative regimes in Quantum Chromodynamics (QCD). This characteristic renders charm-related processes an exceptional window for probing the applicability limits of QCD across different energy scales. Systematic studies of hadronic decay properties in charmonium states (such as $\psi(3686)$, χ_{cJ} ($J = 0, 1, 2$), or h_c) enable the establishment of validity criteria for QCD perturbative expansion, thereby refining theoretical models through the phenomenological extraction of non-perturbative parameters. On the other hand, within the Standard Model, the CP -violation strength provided by the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix remains insufficient to account for the observed matter-antimatter asymmetry. Thus, searches for new sources or mechanisms of CP violation constitute a central focus of contemporary particle physics. Measurements of asymmetry parameters in charm baryon decays provide crucial experimental input for understanding fundamental symmetry violations in these processes, help uncover the underlying dynamics of charm baryons, and serve as a test of theoretical predictions.

The high-luminosity e^+e^- collisions at BESIII and Belle (II) facilities have enabled the copious production of quarkonia and hadrons containing heavy quarks (such as bottom and charm). This provides a unique experimental platform for the systematic investigation of charmonium hadronic decay dynamics, charm baryon

weak decay mechanisms, and the validation of theoretical models.

Using the $\psi(3686)$ data sample of $(2712.4 \pm 14.3) \times 10^6$ events collected with the BESIII detector, this work presents experimental studies on the hadronic decays of the charmonium state h_c . Multiple decay channels are explored, including $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$, and $h_c \rightarrow p\bar{p}$. A significant signal is observed for the first time in the $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ channel, while strong evidence is reported for the $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ and $2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ decay modes. The corresponding branching fractions are measured to be $(9.28 \pm 1.14 \pm 0.77) \times 10^{-3}$, $(7.55 \pm 1.51 \pm 0.77) \times 10^{-3}$, and $(4.00 \pm 0.86 \pm 0.35) \times 10^{-3}$, respectively, where the first and second uncertainties are statistical and systematic. For the $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ and $h_c \rightarrow p\bar{p}$ channels with no significant signals, upper limits on their branching fractions are determined at the 90% confidence level as $< 6.19 \times 10^{-4}$ and $< 4.40 \times 10^{-5}$, respectively.

This work also systematically studies three-body charmonium decays into baryon-antibaryon pairs accompanied by a vector meson. Utilizing the $\psi(3686)$ data sample at BESIII, the first observations of $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ and $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ decays are reported, with branching fractions of $(1.89 \pm 0.18 \pm 0.21) \times 10^{-5}$ and $(2.96 \pm 0.54 \pm 0.41) \times 10^{-6}$, respectively. Analyses of the invariant mass spectra of the $\Sigma\omega$, $\Sigma\phi$, and $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ subsystems are performed to investigate potential intermediate structures, though no significant evidence for their existence was found due to limited statistics.

Additionally, utilizing the large χ_{cJ} samples produced via $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ decays at BESIII, the three-body decays $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ are investigated. Significant signals are observed for $\chi_{c1,2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ decays, while strong evidence is reported for the $\chi_{c0} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ channel. The measured branching fractions are $(2.99 \pm 1.24 \pm 0.19) \times 10^{-5}$ (χ_{c0}), $(6.01 \pm 0.90 \pm 0.40) \times 10^{-5}$ (χ_{c1}), and $(7.13 \pm 0.81 \pm 0.36) \times 10^{-5}$ (χ_{c2}). Investigations of the $\Lambda\bar{\Lambda}$ and $\Lambda(\bar{\Lambda})\phi$ invariant mass spectra for $\chi_{c1,2}$ decays reveal no conclusive intermediate resonant structures under the present statistics.

In the study of weak decays of charm baryons, this work utilizes a data sample of 1.4 ab^{-1} collected by the Belle and Belle II detectors at the $\Upsilon(nS)$ ($n = 1-5$) center-of-mass energies and nearby continuum regions to investigate

charm baryon weak decays in $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ processes. A blind analysis approach was employed to measure the asymmetry parameters of the decays $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$, with no significant deviation observed. Furthermore, the asymmetry parameter (α) for $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ is updated to $(0.641 \pm 0.029 \pm 0.007)$, consistent with the previous Belle measurement. These measurements provide crucial inputs for understanding the phase shift between S -wave and P -wave amplitudes in charmed baryon decays.

Keywords:

BESIII Experiment, Belle (II) Experiment, Charmonium decay, Charmed baryon decay, Branching fraction, Decay asymmetry parameter

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 高能物理实验回眸	1
1.2 标准模型	2
1.2.1 强子与夸克模型	4
1.2.2 低能区的强相互作用特性	5
1.2.3 CKM 矩阵	7
1.3 粲物理	10
1.3.1 粲偶素物理	10
1.3.2 粲重子物理	13
1.4 研究内容与论文结构	19
第 2 章 正负电子对撞机实验	21
2.1 北京谱仪 III 实验	21
2.1.1 北京正负电子对撞机 II	21
2.1.2 BESIII 探测器	22
2.1.3 数据样本	26
2.2 Belle 和 Belle II 实验	27
2.2.1 正负电子对撞机 KEKB 和 SuperKEKB	28
2.2.2 Belle 和 Belle II 探测器	31
2.2.3 数据样本	40

2.3 本章总结	43
第 3 章 BESIII 实验上 h_c 介子强子衰变分支比的测量.....	45
3.1 研究背景	45
3.2 数据和 MC 模拟样本	46
3.2.1 数据样本	46
3.2.2 MC 模拟样本.....	47
3.3 一般事例选择标准	47
3.4 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程的研究.....	49
3.4.1 特定事例选择标准.....	49
3.4.2 本底研究	51
3.4.3 探测效率	53
3.4.4 信号产额的抽取.....	54
3.5 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 过程的研究	59
3.5.1 特定事例选择标准.....	59
3.5.2 本底研究	62
3.5.3 探测效率	63
3.5.4 信号产额的抽取.....	64
3.6 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 过程的研究	65
3.6.1 特定事例选择标准.....	65
3.6.2 本底研究	67
3.6.3 探测效率	69

3.6.4 信号产额的抽取.....	69
3.7 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 过程的研究.....	70
3.7.1 特定事例选择标准.....	70
3.7.2 本底研究.....	71
3.7.3 探测效率.....	72
3.7.4 信号产额的抽取.....	73
3.8 系统误差的研究.....	74
3.9 数值结果.....	86
3.9.1 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变的分支比.....	86
3.9.2 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变的分支比.....	86
3.9.3 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变的分支比.....	87
3.9.4 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 和 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变的上限分支比.....	87
3.9.5 考虑系统误差后的信号显著性.....	88
3.10 本章总结.....	89
第 4 章 BESIII 实验上 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-V(V = \omega, \phi)$ 过程的研究.....	91
4.1 研究背景.....	91
4.2 数据和 MC 模拟样本.....	91
4.3 一般事例选择标准.....	92
4.4 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 过程的研究.....	93
4.4.1 特定事例选择标准.....	93

4.4.2 本底研究	98
4.4.3 中间态研究以及探测效率的确定	101
4.4.4 信号产额的抽取	102
4.4.5 分支比测量	104
4.5 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 过程的研究	105
4.5.1 特定事例选择标准	105
4.5.2 本底研究	108
4.5.3 中间态研究及探测效率的确定	110
4.5.4 信号产额的抽取	112
4.5.5 分支比测量	112
4.6 系统误差的研究	113
4.7 本章总结	122
第 5 章 BESIII 实验上 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 过程的研究	125
5.1 研究背景	125
5.2 数据和 MC 模拟样本	126
5.3 事例选择标准	127
5.4 本底研究	131
5.5 探测效率	132
5.5.1 中间态的研究	132
5.5.2 探测效率的确定	134
5.6 信号产额的抽取	135

5.7 分支比测量	137
5.8 系统误差	138
5.9 本章总结	141
第 6 章 Belle 和 Belle II 实验上 Ξ_c^0 衰变非对称参数的研究	143
6.1 研究背景	143
6.2 研究方法	145
6.2.1 测量策略	145
6.2.2 盲分析策略	146
6.3 数据和 MC 模拟样本	146
6.4 事例选择标准	147
6.5 信号产额的抽取	157
6.5.1 本底研究	157
6.5.2 信号与本底形状的描述	159
6.5.3 基于单举 MC 的拟合结果	161
6.5.4 基于真实数据的拟合结果	164
6.6 非对称参数测量	165
6.6.1 效率曲线	165
6.6.2 α 测量结果	166
6.6.3 联合拟合	166
6.6.4 输入与输出检查	167
6.6.5 Toy-MC 研究与拟合偏差检查	168

6.7 系统误差	172
6.8 参考道的解盲分析	173
6.9 本章总结	175
第 7 章 总结和展望	177
参考文献	181
附录 A h_c 衰变分支比测量的中间态研究	209
附录 B h_c 衰变分支比测量的峰状本底研究	215
附录 C h_c 衰变分支比测量的 ω 质量窗系统误差研究	219
附录 D $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V$ 过程的 Σ 质量窗系统误差研究	223
附录 E 粲重子 MC 模拟中 x_p 修正问题的研究	227
附录 F 衰变非对称参数测量基于单举 MC 的拟合结果	231
附录 G 衰变非对称参数测量的输入与输出检查	233
附录 H 衰变非对称参数测量的 Toy-MC 研究	235
作者简介及在学期间所取得的科研成果	243
致 谢	247

插图目录

1.1 部分新粒子的实验发现年代	2
1.2 标准模型中的基本粒子	2
1.3 重子分类例图	5
1.4 介子分类例图	6
1.5 耦合常数 α 和 α_s 的演化比较	7
1.6 粲偶素与类粲偶素态的能谱	11
1.7 单粲重子的雅可比坐标表征形式	13
1.8 反三重态和六重态粲重子	14
1.9 对粲重子 $H_c \rightarrow H + M$ 衰变有贡献的拓扑图	17
2.1 BEPCII 整体示意图及鸟瞰全景	22
2.2 BESIII 探测器整体结构示意图	23
2.3 MDC 结构示意图	24
2.4 TOF 探测器的立体结构	24
2.5 EMC 上晶体安排示意图	25
2.6 μ 子鉴别器示意图	25
2.7 KEKB 和 SuperKEKB 对撞机	28
2.8 SuperKEKB 的纳米束流交叉方案示意图	29
2.9 Belle 和 Belle II 探测器横切面对比图	32
2.10 Belle 实验中 SVD1 和 SVD2 结构示意图	33
2.11 Belle II 实验中 VXD 系统构造图	33
2.12 Belle 实验 CDC 结构示意图	34
2.13 Belle 实验 CDC 中 dE/dx 随动量的变化曲线	35
2.14 Belle 实验中 TOF/TSC 模块结构图	36
2.15 Belle 实验中 ACC 阵列结构图	36

2.16 Belle II 实验关于 TOP 的模块和原理图	37
2.17 Belle II 实验关于 ARICH 探测器的原理及采用的光电探测器结构	38
2.18 Belle 实验 ECL 结构示意图	38
2.19 Belle 实验采集数据的积分数据	41
2.20 Belle II 实验预期的数据亮度	42
2.21 Belle (II) 实验上粲重子产生机制	43
3.1 在 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程中 π^0 粒子的能量分布	49
3.2 在 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程中 χ^2_{6C} 的分布	50
3.3 在 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程中多光子末态本底的压低	51
3.4 在 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程中 $RM(\pi\pi)$ 的分布	51
3.5 在 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程中 $3(\pi^+\pi^-)\pi^0_H$ 的分布	52
3.6 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程的中间态检查	53
3.7 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程信号产额的抽取	55
3.8 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变过程数据和 MC 样本关于 $M(2(\pi^+\pi^-)\omega)$ 的分布	56
3.9 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变过程的中间态检查	57
3.10 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变及其中间态过程关于 h_c 质量分辨的比较	58
3.11 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变过程信号产额的抽取	59
3.12 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta\pi^0$ 衰变过程中 χ^2_{7C} 的分布	60
3.13 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程中 π^0 粒子的能量分布	60
3.14 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程中多光子末态本底的压低	61
3.15 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程中 $RM(\pi\pi)$ 的分布	62
3.16 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程中 $M(\pi^+\pi^-\pi^0_L)$ 的分布	62
3.17 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程中 $M(2(\pi^+\pi^-)\pi^0_H\eta)$ 的分布	62
3.18 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程的中间态检查	64
3.19 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程信号产额的抽取	65
3.20 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 衰变过程中 χ^2_{6C} 的分布	66

3.21 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 衰变过程中 $M(\pi\pi)$ 与 $RM(\eta)$ 的分布	67
3.22 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 衰变过程中 $M(\pi^+\pi^-\pi_L^0)$ 的分布	67
3.23 在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 衰变过程中 $M(2(\pi^+\pi^-)\eta)$ 的分布	68
3.24 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 衰变过程信号产额 (上限) 值的确定	70
3.25 在 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变过程中 χ_{5C}^2 的分布	71
3.26 在 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变过程中 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 本底的压低	71
3.27 在 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变过程中 $M(p\bar{p})$ 的分布	72
3.28 对于 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变过程信号产额 (上限) 值的确定	73
3.29 运动学拟合螺旋径迹参数修正前后运动学拟合 χ^2 分布的比较	76
3.30 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究	77
3.31 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究	78
3.32 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究	79
3.33 对于 h_c 衰变的系统误差研究中关于 π_L^0 的角度匹配分布	82
3.34 诸 h_c 衰变模式关于拟合区间的 Barlow 检验研究	83
3.35 对于 f_ω 随机抽样后得到的相应分布	83
3.36 对于 h_c 衰变模式研究中考考虑系统误差前后归一似然值的分布比较	88
4.1 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程中带电粒子的顶点分布	93
4.2 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程中 χ_{7C}^2 的分布	94
4.3 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程中 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 的一维投影分布	94
4.4 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程中 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 的二维散点图分布	95
4.5 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式中 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布	95
4.6 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式中多光子末态本底的压低	96
4.7 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式中 $RM(\pi\pi)$ 的分布	97
4.8 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式中 $M(\pi^0\pi^0\pi^0)$ 的分布	97
4.9 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式中 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\bar{p}\pi^+)$ 的分布	98
4.10 数据和 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+\bar{\Delta}^-\omega$ MC 样本中 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 的二维散点图分布	98
4.11 数据和 MC 样本中关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布	99

4.12 数据和 PHSP MC 样本关于 $M^2(\Sigma^+\omega)$ 与 $M^2(\Sigma^+\omega)$ 比较的达利兹图分布	101
4.13 数据和 BODY3 MC 样本关于中间态粒子的各种分布	103
4.14 数据和 BODY3 MC 样本关于径迹的各种分布	103
4.15 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程信号产额的抽取	104
4.16 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程中 χ^2_{m2C} 的分布	105
4.17 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程中 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 的一维投影分布	106
4.18 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程中 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 的二维散点图分布	106
4.19 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变模式中 K^+K^- 的分布	107
4.20 在 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变模式中 $RM(\pi^0\pi^0)$ 的分布	107
4.21 数据和 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+\bar{\Delta}^-\phi$ MC 样本中 $M(K^+K^-)$ 的分布	108
4.22 数据和 MC 样本中关于 $M(K^+K^-)$ 的分布	108
4.23 数据和 PHSP MC 样本关于 $M^2(\Sigma^+\phi)$ 与 $M^2(\Sigma^+\phi)$ 比较的达利兹图分布	110
4.24 数据和 BODY3 MC 样本关于中间态粒子的各种分布	110
4.25 数据和 BODY3 MC 样本关于径迹的各种分布	111
4.26 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程信号产额的抽取	113
4.27 对拟合区间范围随机抽样后得到的对应分支比结论的分布	117
4.28 对来自边带本底的系统误差估计方法示意	118
4.29 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 模式来自数据-MC 不一致性系统误差的研究	121
4.30 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 模式来自数据-MC 不一致性系统误差的研究	121
5.1 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变模式的费曼图	126
5.2 数据中 Λ 的质量分辨	127
5.3 数据和 MC 样本 $M(p\pi)$ 与 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的衰变长度的分布	128
5.4 数据和 MC 样本中 $M(K^+K^-)$ 的分布	128
5.5 数据和 MC 样本中 χ^2_{4C} 的分布	129
5.6 数据和 MC 样本关于 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\bar{p}\pi^+)$ 比较的二维散点图	129

5.7	数据和 MC 样本关于 $M(p\pi^-\bar{p}\pi^+\phi)$ 的分布	130
5.8	数据和 MC 样本关于 $M(\bar{\Lambda}K^+)$ 与 $M(\Lambda K^-)$ 比较的二维散点图分布	130
5.9	数据和 MC 样本关于 $M(\bar{\Lambda}K^+)$ 与 $M(\Lambda K^-)$ 的一维投影分布	131
5.10	数据和 MC 样本关于 $M(\Lambda\bar{\Lambda}\phi)$ 的分布	131
5.11	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变过程关于 χ_{cJ} 的质量分辨	133
5.12	对于 $\chi_{c1,2}$ 模式: 数据和 MC 样本关于 $M^2(\bar{\Lambda}\phi)$ 与 $M^2(\Lambda\phi)$ 比较的达利兹图分布	133
5.13	对于 $\chi_{c1,2}$ 模式: 数据和 BODY3 MC 样本关于中间态粒子的各种分布	134
5.14	信号 MC 样本中关于辐射光子的极角分布	135
5.15	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变过程信号产额的抽取	136
5.16	对于拟合区间的 Barlow 检验研究	139
6.1	螺旋角 $\theta_{\Xi_c^0}$ 和 θ_{Λ} 的定义示意图	145
6.2	Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式的 L_{dec}/σ_L 分布	149
6.3	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式的 $M(\pi^+\pi^-)$ 分布	149
6.4	Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式的 L_{dec}/σ_L 分布	150
6.5	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式的 $M(\pi^+\pi^-)$ 分布	151
6.6	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式的 $M(\gamma\gamma)$ 分布	151
6.7	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式的 P_{π^0} 分布	152
6.8	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式的 $M(p\pi^0)$ 分布	152
6.9	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式的 $L_{dec}/\sigma_L(\Sigma^+)$ 分布	153
6.10	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 模式的 $L_{dec}/\sigma_L(\Xi^-)$ 分布	154
6.11	Belle 和 Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 模式的 $M(\Lambda\pi^-)$ 分布	154
6.12	Belle 和 Belle II 上各个模式关于 $\chi_{\text{tree}}^2(\Xi_c^0)$ 的分布	155
6.13	Belle 和 Belle II 上各个模式关于 $X_p(\Xi_c^0)$ 的分布	156
6.14	对信号区间进行盲分析处理后关于 $M(\Lambda K_S^0)$ 的分布	158
6.15	对信号区间进行盲分析处理后关于 $M(\Sigma^+ K^-)$ 的分布	158

6.16 数据和 MC 样本关于 $\Xi^+\pi^-$ 的不变质量谱	158
6.17 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^0 K_S^0$ MC 样本关于 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\Lambda K_S^0)$ 比较的二维散点 图分布	159
6.18 单举 MC 中诸衰变模式对应信号事例的参数化分布	160
6.19 单举 MC 中诸衰变模式对应本底事例的参数化分布	160
6.20 在 Belle 上各个模式基于单举 MC 样本的拟合结果	161
6.21 在 Belle II 上各个模式基于单举 MC 样本的拟合结果	162
6.22 各个模式基于数据的拟合结果	164
6.23 各个模式对应的信号 MC 样本关于螺旋角余弦值的分布	165
6.24 各个模式关于螺旋角余弦值的效率曲线分布	166
6.25 各个衰变模式关于 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 的拟合结果	167
6.26 各个衰变模式关于 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 的联合拟合结果	168
6.27 诸模式关于不同 α 值的线性测试结果	169
6.28 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式关于 α 值的 Toy-MC 研究	169
6.29 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式关于 α 值的 Toy-MC 研究	170
6.30 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式关于 α 值的 Toy-MC 研究	170
6.31 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式关于 α 值 Toy-MC 研究的 pull 分布	170
6.32 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式关于 α 值 Toy-MC 研究的 pull 分布	171
6.33 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式关于 α 值 Toy-MC 研究的 pull 分布	171
6.34 诸模式关于 α 值 Toy-MC 研究的线性测试拟合结果	171
6.35 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式: 数据中各个 $\cos \theta_{\Xi^-}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果	174
6.36 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式的非对称参数测量结果	174
A.1 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所含中间态 $\rho^\pm$ 事例的检查	209
A.2 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所含中间态过程组分的确定 (1)	210
A.3 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所含中间态过程组分的确定 (2)	210
A.4 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所含中间态 ρ^0 事例的检查	211

A.5	对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所含中间态过程组分的确定 (3)	211
A.6	对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所含中间态过程组分的确定 (4)	212
A.7	对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 模式所含中间态过程组分的确定	213
B.1	对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 模式关于 χ_{c2} 本底影响的检查	217
C.1	控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+K^-$: 数据和 MC 样本中关于 $RM(\pi^+\pi^-)$ 或 χ_{5C}^2 的分布	219
C.2	控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+K^-$: 关于 K^* 本底的压低	220
C.3	控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+K^-$: 数据和 MC 样本中关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布	220
C.4	控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+K^-$: 数据和 MC 样本关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的拟合结果	221
D.1	控制样本 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$: 数据和 MC 样本关于 $M(p\pi^0)$ 与 $M(\bar{p}\pi^0)$ 比较的二维散点图	223
D.2	控制样本 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$: 数据和 MC 样本关于 $M(p\pi^0)$ 的拟合结果	224
D.3	控制样本 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$: 数据和 MC 样本关于 $M(\bar{p}\pi^0)$ 的拟合结果	225
E.1	Belle II 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 模式在不同 x_p 区间内的信号产额/关于 x_p 的效率曲线分布	228
E.2	Belle 上 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 模式在不同 x_p 区间内的信号产额/关于 x_p 的效率曲线分布	229
E.3	数据和信号 MC 产生子级别关于 x_p 的 PDF 分布	230
F.1	对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_s^0$ 模式: 单举 MC 样本中各个 $\cos\theta_\Lambda$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果	231
F.2	对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+K^-$ 模式: 单举 MC 样本中各个 $\cos\theta_{\Sigma^+}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果	232
F.3	对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 模式: 单举 MC 样本中各个 $\cos\theta_{\Xi^-}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果	232

G.1	$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式在不同 α 值下的输入输出检查	233
G.2	$\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式在不同 α 值下的输入输出检查	234
G.3	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式在不同 α 值下的输入输出检查	234
H.1	Belle 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布	236
H.2	Belle II 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布	237
H.3	Belle 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布	238
H.4	Belle II 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布	239
H.5	Belle 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布	240
H.6	Belle II 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布	241

表 格 目 录

1.1	四种相互作用特征对照表	3
1.2	介子分类及其量子数	4
1.3	目前实验上发现的单粲重子及其属性	15
1.4	BESIII、Belle (II) 以及 LHCb 中可用的粲夸克样本的比较 . . .	18
2.1	BEPCII 与 BEPC 装置设计参数的比较	22
2.2	本文所使用 BESIII 实验采集数据样本的信息	26
2.3	在 $\sqrt{s} = 10.58$ GeV 时, e^+e^- 对撞产生的各个物理过程的反应截面	28
2.4	KEKB 与 SuperKEKB 装置设计参数对比	30
2.5	Belle II 探测器测量的末态粒子	31
2.6	Belle 和 Belle II 实验关于 CDC 的主要参数	35
2.7	Belle II 实验上 ECL 的几何参数	39
2.8	Belle (II) 探测器基本性能	40
2.9	本文所使用 Belle 和 BelleII 实验上数据样本的信息	41
3.1	已知 h_c 的遍举衰变模式	46
3.2	所使用 $\psi(3686)$ 单举 MC 样本的信息	47
3.3	h_c 衰变模式研究中所产生的信号 MC 样本信息	48
3.4	对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程的拓扑分析结果	52
3.5	对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程关于各种中间态探测效率的比较 . .	54
3.6	信号道 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 探测效率筛选流程表	54
3.7	对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程的拓扑分析结果	63
3.8	信号道 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 探测效率筛选流程表	65
3.9	对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 衰变过程的拓扑分析结果	68
3.10	信号道 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 探测效率筛选流程表	69

3.11 对于 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变过程的拓扑分析结果	72
3.12 信号道 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 探测效率筛选流程表	73
3.13 各个 h_c 信号道过程来自径迹探测效率的相对系统误差	74
3.14 各个 h_c 信号道过程来自 $\pi^0(\eta)$ 重建效率的相对系统误差	75
3.15 在针对 h_c 衰变模式的系统误差研究里, 所引用的螺旋径迹修正参 数值	75
3.16 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究 (1)	77
3.17 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究 (2)	77
3.18 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究 (1)	78
3.19 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究 (2)	78
3.20 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究 (1)	79
3.21 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 模式所使用选择条件的 Barlow 检验研究 (2)	79
3.22 各个模式来自质量窗的相对系统误差	80
3.23 对于 h_c 衰变的系统误差研究中关于 MC truth 匹配的数值结果 . .	81
3.24 对于 h_c 衰变的系统误差研究中考虑误组合与否对结论的影响 . . .	82
3.25 诸 h_c 模式关于拟合区间的 Barlow 检验研究	82
3.26 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 、 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程及其中间态过程 的探测效率	84
3.27 对于 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程来自产生子模型系统误差的研究	84
3.28 从 PDG 或已发表文章中引用的分支比及其对应的相对误差	85
3.29 诸 h_c 衰变模式的系统误差值总结表	85
3.30 各项系统误差对于 h_c 衰变模式信号显著性的影响	89
3.31 诸 h_c 衰变模式的数值结果	89
4.1 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-V$ 衰变的研究中所产生信号 MC 的信息 . .	92
4.2 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程的拓扑分析结果	99
4.3 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式来自连续过程本底的贡献	100
4.4 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式探测效率筛选流程表	102

4.5	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 衰变模式的数值结果	104
4.6	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变过程的拓扑分析结果	109
4.7	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 模式可能的峰状本底道总结表	109
4.8	信号道 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 探测效率筛选流程表	111
4.9	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变模式的数值结果	113
4.10	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式来自 π^0 重建效率的研究	115
4.11	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V$ 衰变的系统误差研究里, 所引用的螺旋径 迹修正参数值	115
4.12	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式来自质量窗的系统误 差总结	116
4.13	对于来自 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- V (V = \omega, \phi)$ 本底道系统误差的研究 . . .	117
4.14	对来自连续过程本底干涉效应的研究	119
4.15	关于 BODY3 产生子的应用所含各误差项对于探测效率的影响 . .	120
4.16	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变过程来自数据-MC 模拟不 一致性的系统误差	120
4.17	从 PDG 中引用的分支比及其对应的相对误差	120
4.18	对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式的系统误差值总结表 .	122
5.1	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变的研究中所产生信号 MC 的信息	126
5.2	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变过程的拓扑分析结果	132
5.3	信号道 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 探测效率筛选流程表	135
5.4	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变模式的数值结果	137
5.5	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 过程来自质量窗的系统误差	139
5.6	诸 χ_{cJ} 模式关于拟合区间的 Barlow 检验研究	139
5.7	对于信号形状相关的系统误差研究	140
5.8	关于 BODY3 产生子的应用所含各误差项对于探测效率的影响 . .	141
5.9	从 PDG 中引用的分支比及其对应的相对误差	141
5.10	对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变模式的系统误差值总结表	142
5.11	关于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} + \text{meson}$ 衰变模式的分支比结论比较	142

6.1	理论和实验关于 $\Xi_c^0 \rightarrow HM (HM = \Xi^-\pi^+, \Lambda K_S^0, \Sigma^+ K^-)$ 衰变的非对称性参数结论的比较	144
6.2	本文中提到的几种粲重子味改变衰变的 TDA 振幅	144
6.3	对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0, \Sigma^+ K^-, \Xi^-\pi^+$ 衰变模式所使用的选择条件	148
6.4	单位积分亮度下 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 模式的信号产额及相关参数值	157
6.5	各个模式基于单举 MC 样本的输入输出结果比较	163
6.6	基于单举 MC 样本关于 α 值的输入输出检查结果	167
6.7	各衰变模式下衰变不对称参数 α 的相对系统误差	173
6.8	本分析测得关于控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 过程的非对称参数结论	173
6.9	控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 衰变不对称参数 $\alpha(\Xi_c^0)$ 的相对系统误差	175
A.1	$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 模式的各个可能中间态过程的产额值	210
A.2	$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 模式的各个可能中间态过程的产额值	212
B.1	η_c 峰状本底贡献总结表	215
B.2	对于 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c$ 及 $h_c \rightarrow \text{hadrons}$ 等峰状本底归一过程中所使用的分支比结论	216
C.1	控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+ K^-$: 对于单举 MC 事例的拓扑分析结果	220
C.2	控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+ K^-$: 关于 ω 质量窗的效率结果	221
D.1	控制样本 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$: $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^-)$ 质量窗的选择效率	225

第 1 章 绪论

“遂古之初，谁传道之？上下未形，何由考之？”——屈原的《天问》穿越千年，依然叩击着人类对宇宙起源的好奇之心。为了解答这亘古之谜，大型强子对撞机与正负电子对撞机以 GeV-TeV 量级的束流能量，在实验室中构建起通往早期宇宙能量前沿的桥梁。借助这微观世界的“望远镜”，我们得以窥探自然界深层次的对称性，破译宇宙演化的密码。

1.1 高能物理实验回眸

19 世纪末，人类逐渐认识到物质由原子构成，而元素的周期性规律则暗示原子可能具有复杂的内部结构。进入 20 世纪初，卢瑟福通过 α 粒子散射实验首次提出了原子的核式结构模型，标志着原子内部结构研究的重大突破。随后，原子核被进一步分解为质子和中子（统称为核子），这一观点在中子被实验确认后得到广泛认可。在此基础上，电子、中子、质子以及中微子被认为是构成物质的基本粒子。其中，中微子是为了解释 β 衰变中能动量守恒问题而引入的假设粒子，其存在随后被实验所证实。这四种粒子在相当长的一段时间内成功解释了原子与原子核中的绝大多数现象，至今仍是微观世界研究的基石之一。

到了 20 世纪中期，粒子加速器实验取得了重大突破，实验中陆续发现了超过 200 种强子，表明质子和中子只是强子家族中的两个典型成员。这一现象提示强子并非真正的基本粒子。为理解强子的内部结构，于是夸克模型诞生了。根据该模型，所有已知强子都可以由夸克通过不同方式组合而成，极大地简化并统一了对强子谱系的理解。

在整个粒子物理的发展过程中，利用高能粒子作为“探针”以撞击或探测其他粒子的内部结构，已成为实验研究的基本方法。图 1.1 展示了一些具有代表性的粒子在实验中被发现的时间节点。这些丰富的实验成果为微观物质结构的标准模型奠定了坚实基础，使我们对物质世界的理解达到了前所未有的深度与广度。

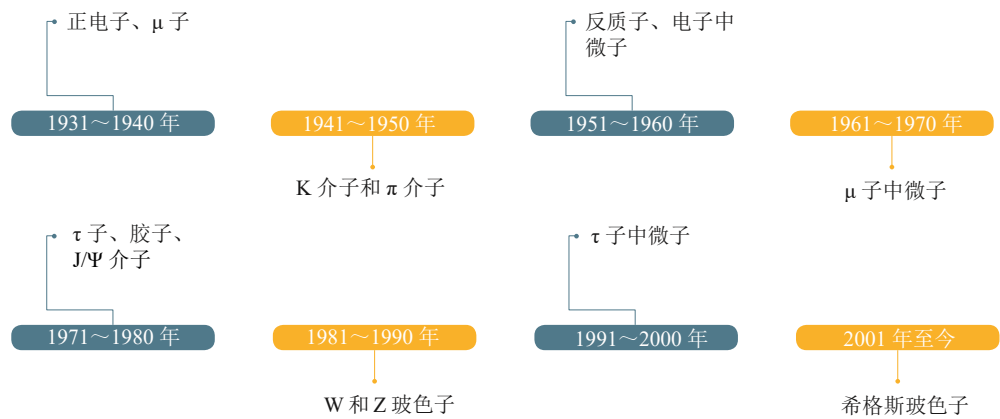


图 1.1 部分新粒子的实验发现年代。

1.2 标准模型

粒子物理标准模型是描述宇宙中已知四种基本相互作用中三种 (电磁相互作用、弱相互作用和强相互作用, 不包括引力) 的理论框架。图 1.2 展示了标准模型中基本粒子的分类。

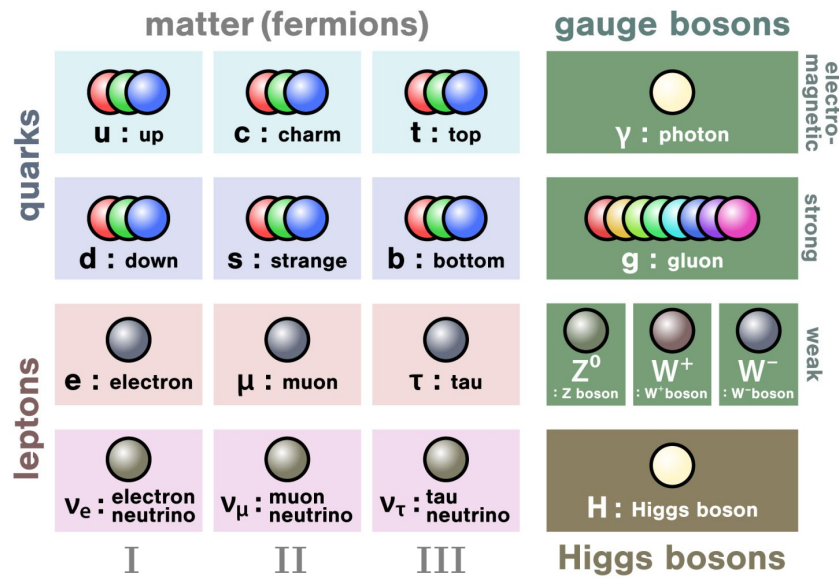


图 1.2 标准模型中基本粒子分类^[1]。

标准模型认为物质由两种基本成分构成：轻子和夸克。根据散射实验的结果，轻子和夸克的尺度均小于 10^{-18} m。相比之下，质子的大小超过 10^{-15} m。轻子和夸克的自旋为 $1/2$ ，属于费米子。根据自旋统计定理，费米子遵守泡利不

相容原理，并且每个费米子都有相应的反粒子。与原子、原子核以及强子不同，轻子和夸克至今未被观测到存在激发态，因此它们被认为是基本粒子或点粒子。目前已知的六种轻子包括：电子 (e)、电子中微子 (ν_e)、缪子 (μ)、缪子中微子 (ν_μ)、陶子 (τ) 和陶子中微子 (ν_τ)。六种夸克分别为：上夸克 (u)、下夸克 (d)、粲夸克 (c)、奇异夸克 (s)、顶夸克 (t) 和底夸克 (b)，以及它们各自的反粒子。这些基本粒子可以通过“代”或“族”进行分类，各自又分为三代。

夸克携带电荷和弱同位旋，因此参与电磁相互作用和弱相互作用。中微子不带电荷，仅参与弱相互作用，这使得它们难以被探测到。每一代粒子的质量存在显著差异，第一代带电粒子相对质量最小且稳定，因此普通物质主要由这些粒子构成。而第二代和第三代带电粒子的衰变半衰期极短，通常只能在高能粒子加速器实验或宇宙线实验中被观测到。

规范玻色子在标准模型中定义为传递强、弱和电磁相互作用的场粒子。这些中间玻色子的自旋为 1，不遵循泡利不相容原理。光子质量为零，负责传递带电粒子之间的电磁力； $W^{+/-}$ 和 Z^0 玻色子质量较大，负责传递不同“味”粒子（所有夸克和轻子）之间的弱相互作用。这三种玻色子与光子共同构成了电弱相互作用。八个胶子负责传递夸克之间的强相互作用，胶子无质量，通过色荷和反色荷的组合相互作用。电磁相互作用和弱相互作用由标准模型中的格拉肖-温伯格-萨拉姆电弱统一理论描述，而强相互作用则由 QCD 理论描述^[2,3]。表 1.1 列出了四种相互作用特征的比较^[4]。

表 1.1 四种相互作用特征对照表。其中的“*”代表未知的项。

	强相互作用	电磁相互作用	弱相互作用	引力相互作用
源	色荷	电荷	弱超荷	质量
相互作用常数	$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi\hbar c}$ $\cong 1 \sim 10$	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ $\cong 1/137$	$\frac{G_F(M_P c^2)^2}{(\hbar c)^3}$ $\cong 1 \times 10^{-5}$	$\frac{G_N M^2}{4\pi\hbar c}$ $\cong 5 \times 10^{-40}$
力的传递者	胶子	光子	$W^\pm, Z^0$	*
典型作用时间	10^{-23} s	10^{-16} s	10^{-10} s	*
力程	1 fm	∞	1/400 fm	∞

1.2.1 强子与夸克模型

基于自然界四种基本相互作用强度的差异，人们对基本粒子进行系统分类。其中，参与强相互作用的粒子（可能同时参与其他相互作用）被统称为**强子** (hadron)。根据夸克组分，强子可进一步划分为两大类：由夸克-反夸克对 ($q\bar{q}$) 构成的**介子** (meson) 和由三个夸克 (qqq) 构成的**重子** (baryon)。在这些结构中， q 代表夸克，可以是上夸克 (u)、下夸克 (d)、奇异夸克 (s)、粲夸克 (c) 或底夸克 (b)；而顶夸克 (t) 由于其极短的寿命，通常不会参与形成稳定的介子或重子。

值得注意的是， $q\bar{q}$ 和 qqq 系统均存在激发态，这些激发态最终都会通过衰变过程转化为稳定的强子。稳定的强子主要由第一代夸克 (u 、 d) 和第二代夸克 (s) 构成。在实验观测中，常见的稳定强子包括：质子 (p)、中子 (n)、 π 介子 (π^+ 、 π^- 、 π^0)、 K 介子 (K^+ 、 K^0 、 $\bar{K}^0$)，以及重子 Λ 、 Σ^+ 、 Σ^0 、 Ξ^0 、 Ξ^- 和 Ω^- 等。这些粒子构成了强子家族的主要成员，在粒子物理学研究中具有重要的地位。

根据粒子数据组 (Particle Data Group, PDG) 发表的最新版《粒子物理综述》^[5]，截至目前，实验上已发现的强子种类已达数百种，其中包括 200 余种介子 (含介子共振态) 和 500 余种重子 (含重子共振态及反重子)。每种强子的量子数均已通过实验精确测定。强子具有显著的同位旋对称性，例如核子构成同位旋二重态，而介子则表现为同位旋三重态。此外，强子还展现出更高级的对称性和严格有序的分类规律，这些性质可以通过强子夸克模型得到合理解释。

在实验分析中，强子通常根据其量子数进行分类，主要包括自旋 (J)、宇称 (P)、同位旋 (I) 以及奇异量子数 (S)。表 1.2 总结了不同介子的定义及其对应的量子数。

表 1.2 介子分类及其量子数。

介子类型	量子数 J^P	描述
标量介子	0^+	自旋为 0，宇称为正
赝标量介子	0^-	自旋为 0，宇称为负
矢量介子	1^-	自旋为 1，宇称为负
轴矢量介子	1^+	自旋为 1，宇称为正
张量介子	2^+	自旋为 2，宇称为正
赝张量介子	2^-	自旋为 2，宇称为负

同时，引入重子数 (B) 与奇异量子数 (S) 之和，称为超荷 (Y):

$$Y = S + B \quad (1.1)$$

电荷 (Q)、同位旋第三分量 (I_3) 与超荷 (Y) 之间满足以下关系:

$$Q = I_3 + \frac{B + S}{2} = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.2)$$

$$I_3 = I, I - 1, \dots, -I \quad (1.3)$$

上述关系被称为盖尔曼-西岛 (Gell-Mann-Nishijima) 关系式^[6]。

对于每一种强子，通过电荷数 (Q) 和同位旋第三分量 (I_3) 的数值可以确定其超荷量子数 (Y)。对于能量最低的 18 种介子和 18 种重子，将质量相近的粒子归为一组，并根据其量子数 (I_3 、 S 、 Q 、 Y) 排列成各种强子多重态 (如图 1.3 和图 1.4 所示)。图中，位于平行于 I_3 轴的横线上的强子属于同一个同位旋多重态。其中，重子 $J^P = 3/2^+$ 的共振态有 10 个， $J^P = 1/2^+$ 的弱衰变 ($\tau > 10^{-10}$ s) 稳定态有 8 个；对于介子， $J^P = 0^-$ 和 $J^P = 1^-$ 两个多重态各有 9 个粒子。这些强子在 $Y(S)$ - I_3 二维图上的排列呈现出显著的对称性，反映了强子内部结构之间的深刻关联。

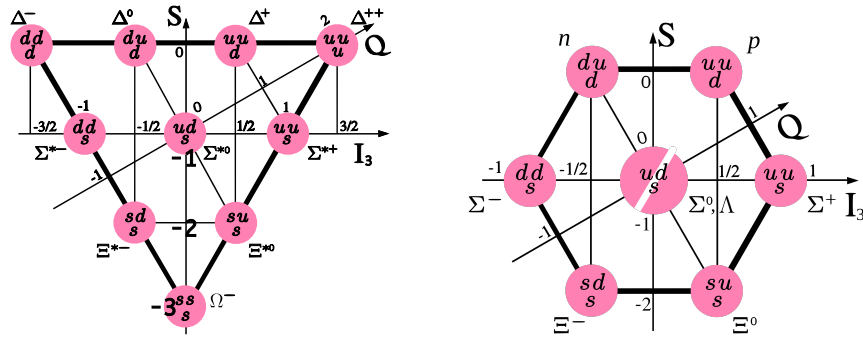


图 1.3 总自旋 $J = \frac{3}{2}^+$ 和 $J = \frac{1}{2}^+$ 的重子分类^[7]。

1.2.2 低能区的强相互作用特性

强相互作用的强度由耦合常数 α_s 来表征，类似于 QED 中的耦合常数 α 。但实际上，这些耦合常数并非真正的“常数”，它们取决于探测时的距离尺度或

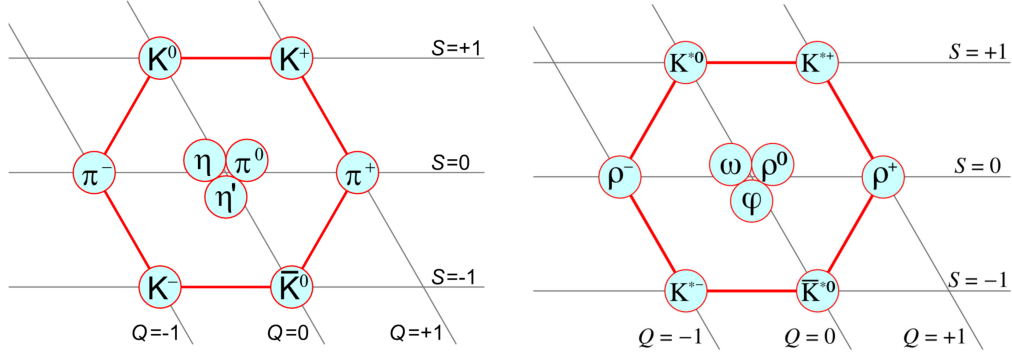


图 1.4 总自旋 $J = 0^-$ 赝标量介子和 $J = 1^-$ 矢量介子分类^[8]。

能量尺度 Q^2 。1973 年，Gross^[9] 以及 Wilczek 和 Politzer^[10] 从理论上发现，强相互作用的耦合常数 α_s 随能量尺度的增加而减小，这一性质揭示了 QCD 在高能标下的渐近自由特性。由此得到的 α_s 随 Q^2 演化的表达式为^[11]：

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2(n_f))} \quad (1.4)$$

该表达式可以用一个等效形式更方便地表示：定义一个具有质量量纲的标度 Λ_{QCD} ，作为替代 μ 的自由参数：

$$\Lambda_{\text{QCD}}^2(n_f) \equiv \mu^2 \exp \left[-\frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)} \right] \quad (1.5)$$

基于此定义，可以得到：

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(|Q^2|/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \quad (1.6)$$

方程 1.6 表明，当 $Q^2 = \Lambda_{\text{QCD}}^2$ 时， $\alpha_s(Q^2)$ 发散。QCD 的发散出现在较低能量区域，且引入高阶修正也无法解决这个问题。如图 1.5 (a) 所示， α_s 随能量减小，而 α 则随能量缓慢增加。另一方面，在足够高的能量下（见图 1.5 (b)）， α_s 的值较小；但随着能量降低并接近 Λ_{QCD} ，相互作用变得极强，导致理论无法进行微扰展开。值得高兴的是，在理论方面，格点量子色动力学 (LQCD) 计算方法在非微扰 QCD 区域的研究正蓬勃发展；在实验方面，粲物理研究为该能区的探索提供了重要途径。

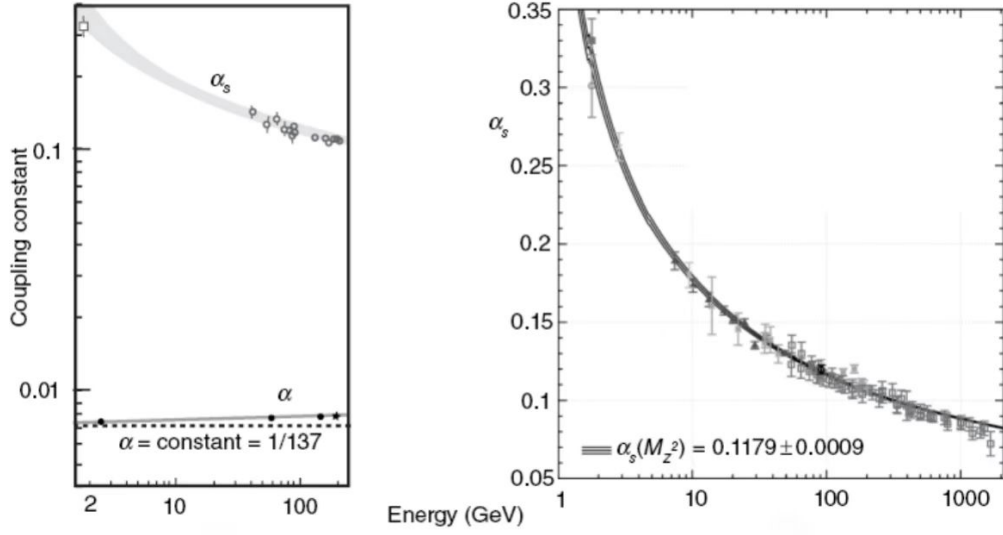


图 1.5 (a) α 和 α_s 的演化比较。(b) 从 2 GeV 到 2 TeV 的 α_s [11]。

1.2.3 CKM 矩阵

在 20 世纪 60 年代，矢量减轴矢量 ($V-A$) 的弱相互作用理论成功地描述了轻子的弱衰变，揭示了弱相互作用的统一结构，并预示其应具有对所有粒子的普适性。然而，当强子（如质子、中子和 K 介子）被简单视为点粒子并直接套用该理论时，实验结果却显示出明显偏离。具体而言，强子的寿命远短于轻子，且许多奇异强子的弱衰变明显违背奇异数相关的选择规则。例如，奇异粒子的半轻子衰变 $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$ ($\Delta S = 1$) 相较于无奇异数改变的 $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ 被抑制约 20 倍 [7]。这些现象对弱相互作用的普适性提出了挑战，暗示味结构和耦合常数之间可能存在差异。

1963 年，卡比玻 (Nicola Cabibbo) 通过引入夸克混合角（即卡比玻角 θ_c ）成功恢复了弱相互作用的普适性 [12,13]。其核心思想是将弱相互作用本征态 d' 表述为质量本征态 d 与 s 的线性组合：

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \quad (1.7)$$

其中， $\cos \theta_c$ 和 $\sin \theta_c$ 分别调控奇异数守恒 ($\Delta S = 0$) 与奇异数改变 ($\Delta S = 1$) 过程的跃迁概率。实验测得 $\sin \theta_c \approx 0.26$ ，可自洽解释所有奇异数改变过程的压低效应，从而有效重建了弱相互作用的普适性 [14]。

与此同时，20 世纪 60 年代后期，关于夸克味改变中性流 ($\Delta S \neq 0$) 过程的研究也出现了实验显著抑制的异常现象。为解释这一问题，Glashow、Iliopoulos 和 Maiani 于 1970 年提出了著名的 GIM (Glashow–Iliopoulos–Maiani) 机制^[15]，基于夸克-轻子对称性引入了具有上型夸克量子数的第四种夸克——粲夸克。从而构造了两代夸克的幺正混合矩阵：

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

其中， (d', s') 表示弱相互作用本征态， (d, s) 为质量本征态，两者通过卡比玻角 θ_c 混合。此时，树图阶的中性流振幅中， u 与 c 夸克的贡献因混合矩阵的幺正性而精确抵消，使 $\Delta S \neq 0$ 的过程在树图下被严格抑制。GIM 机制不仅解决了味改变中性流的压低问题，还预示了夸克质量不具有简并性的物理图景。

1973 年，小林诚 (M. Kobayashi) 与益川敏英 (T. Maskawa)^[16] 将夸克味混合机制推广至三代夸克，它将弱相互作用本征态 (d', s', b') 与质量本征态 (d, s, b) 通过以下关系联系：

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

此处的 3×3 复幺正矩阵称为 CKM 矩阵，其矩阵元 $V_{\alpha\beta}$ 表征上型夸克 ($\alpha = u, c, t$) 与下型夸克 ($\beta = d, s, b$) 的弱耦合强度。如文献所述^[4]，在通过重新定义夸克场相位以吸收掉 5 个不可测量的相对相角后，该矩阵可通过三个混合角 (θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23}) 和一个复相位角 (δ_{13}) 进行参数化。其中，复相位角导致 CKM 矩阵出现虚部，这成为标准模型框架下解释 CP 破坏现象的必要条件^[17]。根据 PDG 推荐的标准参数化形式^[5,18]，其表达式为：

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

其中 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ (i, j 是夸克代的指标)。各参数满足 $c_{ij}, s_{ij} > 0$ 且 $\delta \in [0, 2\pi)$, 但基于 K 介子衰变中 CP 破坏的观测结果^[5], δ 的实际取值范围被约束为 $(0, \pi)$ 。实验研究表明, s_{13} 和 s_{23} 均为小量, 其量级分别为 $\mathcal{O}(10^{-3})$ 和 $\mathcal{O}(10^{-2})$ 。在此近似下可得 $c_{13} \approx c_{23} \approx 1$, 此时四个独立参数可简化为:

$$s_{12} = |V_{us}|, \quad s_{13} = |V_{ub}|, \quad s_{23} = |V_{cb}|, \quad \delta, \quad (1.12)$$

前三个参数可分别通过 $s \rightarrow u$ 、 $b \rightarrow u$ 和 $b \rightarrow c$ 跃迁的树图级衰变过程提取, 而相位 δ 则需通过 CP 破坏过程或对 $|V_{td}|$ 敏感的圈图过程确定。特别地, 当 $\delta \in [0, \pi]$ 时, δ 与 $|V_{td}|$ 存在一一对应关系:

$$|V_{td}| = \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \cos \delta}, \quad a = |V_{cd}V_{cb}|, \quad b = |V_{ud}V_{ub}| \quad (1.13)$$

相较于其他参数化方案, 标准参数化具有以下核心优势^[19]: (1) 参数 s_{12} 、 s_{13} 和 s_{23} 分别与 $|V_{us}|$ 、 $|V_{ub}|$ 和 $|V_{cb}|$ 直接对应, 可通过不同衰变道独立测量; (2) CP 破坏相位 δ 始终与小量 s_{13} 相乘, 明确揭示了标准模型中 CP 破坏效应的天然压低机制。

2001 年, Babar^[20] 与 Belle^[21] 实验在 B 介子系统中观测到 CP 破坏现象, 验证了该机制。当前 PDG 给出的 CKM 矩阵元模量为^[5]:

$$|V_{\text{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0.97435 \pm 0.00016 & 0.22501 \pm 0.00068 & 0.003732^{+0.000090}_{-0.000085} \\ 0.22487 \pm 0.00068 & 0.97349 \pm 0.00016 & 0.04183^{+0.00079}_{-0.00069} \\ 0.00858^{+0.00019}_{-0.00017} & 0.04111^{+0.00077}_{-0.00068} & 0.999118^{+0.000029}_{-0.000034} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

可以看到, 该矩阵对角元接近于 1, 非对角元较小。称对角元对应的夸克转换为卡比玻允许 (Cabibbo Favored) 过程, 非对角元对应的过程称为卡比玻压低

(Cabibbo Suppressed) 过程。

值得注意的是，近期关于双混合 CP 不对称性的研究^[22] 表明， CP 破坏效应源于中性介子间两种振荡方式的干涉，而非仅依赖于传统衰变振幅中的相位差异。这一机制为探索 CP 破坏现象提供了新的理论框架和实验途径。

1.3 粲物理

粲物理是研究含有粲夸克粒子的物理学分支。正如第 1.2.3 节介绍的，粲夸克最早由 Glashow 等人在 1970 年基于卡比玻理论提出^[15]。而粲物理研究的实质性进展始于 20 世纪 70 年代丁肇中和里克特 (B. Richter) 分别独立发现 J/ψ 粒子这一成就^[23-26]。

1.3.1 粲偶素物理

夸克偶素是由同味正反夸克对组成的介子系统，例如 π^0 介子由 $u\bar{u}$ 和 $d\bar{d}$ 组成， ϕ 介子由 $s\bar{s}$ 夸克对构成。重夸克偶素则是由质量远大于轻夸克的重夸克 (包括粲夸克 c 和底夸克 b) 组成的夸克偶素，具体包括由正反粲夸克对构成的粲偶素和由正反底夸克对构成的底偶素。如前所述，实验上发现的首个粲偶素粒子是 J/ψ (质量为 $3.096 \text{ GeV}/c^2$ ，宽度为 92.6 keV ^[5])。随后发现的 $\psi(3686)$ 粒子 (质量为 $3.686 \text{ GeV}/c^2$ ，宽度为 293 keV)^[5,27] 被确认为 J/ψ 的径向第一激发态 (故标准符号记为 “ $\psi(2S)$ ” 或 “ ψ' ”)，该结论与康奈尔势模型的理论预言相符合^[28]。然而，基于 QCD 多极展开的理论模型推测 $\psi(3686)$ 是 2^3S_1 波与 1^3D_1 波的混合态^[29,30]。鉴于此，本文中依然沿用其原始命名 “ $\psi(3686)$ ”。

1.3.1.1 粲偶素能谱

重夸克偶素能谱研究主要采用唯象学模型与第一性原理方法两种理论框架。前者通过构建有效势函数对 QCD 的非微扰特性进行参数化表征，后者则基于格点 QCD 计算或有效场论方法实现严格非微扰求解，但受限于计算复杂度难以广泛应用于实际系统。其中，康奈尔势模型作为唯象学研究的代表性方法，在真空条件下 ($T = 0$) 成功描述了重夸克偶素的基态及低激发态能级分布，其势

函数形式可表述为^[31]:

$$V_{Q\bar{Q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} + \sigma r \quad (1.15)$$

式中 r 表征夸克-反夸克对的空间分离距离, 第一项对应短程区 ($r \ll 1/\sqrt{\sigma}$) 由单胶子交换主导的类库仑吸引势, 第二项为长程区 ($r \gg 1/\sqrt{\sigma}$) 表征夸克禁闭效应的线性束缚势。通过数值求解该势函数对应的薛定谔方程^[32,33], 可获得与实验观测相符的束缚态能级分布。

如图 1.6 所示, 传统理论模型 (如 Godfrey-Isgur 模型) 在 $D\bar{D}$ 阈值以下能区对粲偶素量子数及衰变模式的预测与实验数据高度吻合。然而, 自 2003 年以来陆续发现的 $X(3872)$ 、 $Y(4260)$ 、 $Z_c(3900)$ 等类粲偶素态, 在质量、自旋-宇称及衰变性质等方面均显著偏离传统势模型的预言^[34]。为解释这些奇特强子候选态, 学界提出了多种理论模型, 包括强子分子态、四夸克态、粲偶素-介子分子子态以及混杂态等 (相关综述见^[35-43])。尽管如此, 至今尚无统一的理论框架能系统描述类粲偶素的能谱特征, 因此对这些奇异态的系统分类将成为揭示其内在组成机制的关键突破口。

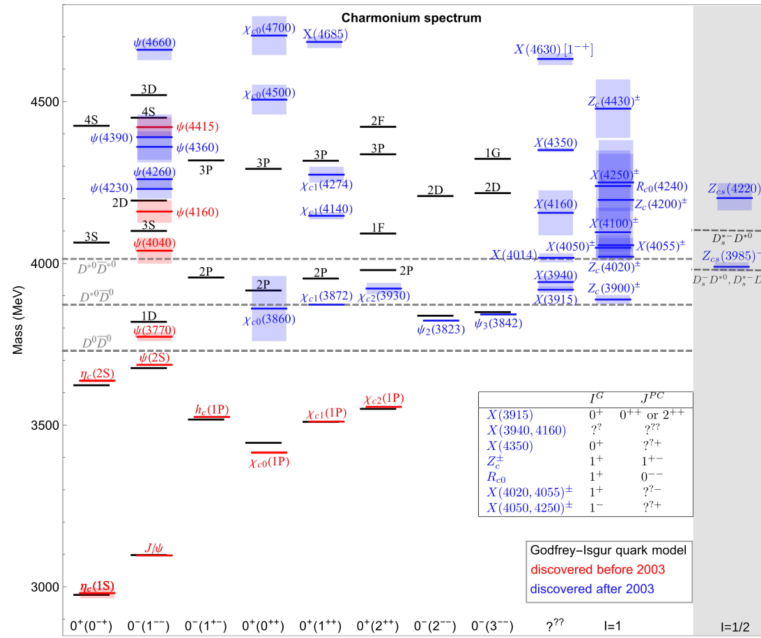


图 1.6 粲偶素与类粲偶素态的能谱, 及其与 Godfrey-Isgur 夸克模型^[32] 的预测对比。

1.3.1.2 粲偶素的产生

为了在微扰量子色动力学 (perturbative QCD, pQCD) 的框架内描述非弹性粲偶素产生过程, 人们提出了不同的模型, 例如色蒸发模型^[44,45]、色单态模型 (CSM)^[46-50]、非相对论量子色动力学 (NRQCD) 中的因子化假设^[51-53] 以及软色相互作用模型^[54]。在色单态模型中, 仅当初始 $c\bar{c}$ 对处于色单态且其量子数与目标粲偶素严格匹配时, 该对才能通过微扰 QCD 过程辐射硬胶子并最终形成束缚态。与之形成对比的是, 非相对论量子色动力学 (NRQCD) 的因子化理论通过引入色八重态贡献, 显著扩展了理论描述的完备性。作为有效场论的核心, NRQCD 因子化方法将物理过程分解为短程硬散射截面与长程非微扰矩阵元的乘积, 并基于双重微扰展开 (以强耦合常数 α_s 及重夸克相对速度 v 为展开参数) 实现逐阶计算^[55]。特别地, 当色八重态矩阵元趋于零时, NRQCD 因子化理论可自然退化为色单态模型, 表明后者实为前者的特殊极限情况。

在正负电子对撞机实验 (如 BESIII、Belle (II)) 中, 粲偶素可以通过正负电子对撞中双光子虚过程产生粲偶素^[56] (如 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow J/\psi$)。此外在 B 介子工厂实验 (如 Belle (II)、BaBar) 中, 粲偶素可通过 B 介子弱衰变通道生成^[57] (如 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}, B \rightarrow c\bar{c}K$)。除此之外, 高激发态粲偶素 (如 $\psi(3686)$) 可以通过辐射跃迁 (发射光子) 或强子跃迁 (发射强子) 退激发至低能级粲偶素粒子, 例如 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程^[58,59]。

1.3.1.3 粲偶素的衰变

粲偶素的衰变模式主要包括强子衰变、电磁衰变、辐射跃迁、强子跃迁和稀有衰变等。其中, 辐射跃迁是指粲偶素通过辐射光子跃迁到低能态的物理过程, 具体包括: (1) 初末态轨道角动量满足选择定则 $\Delta L = \pm 1$ 的电偶极跃迁, 例如 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}(J = 0, 1, 2)$; (2) 主量子数改变但总角动量 J 保持相近的磁偶极跃迁, 例如 $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$ ^[30]。

如前所述, 强子跃迁指粲偶素通过辐射轻强子 (如 π 、 η 介子) 向低能态粲偶素跃迁的物理机制, 其显著特征表现为初态与末态均为粲偶素。近年来, $\psi(3686) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$ 作为典型强子跃迁过程备受关注。鉴于该过程中 $\pi\pi$ 系统处于低能区, 传统 pQCD 处理方法在此能区的适用性受限, 而实验在该谱上发现的奇异结构^[60,61] 则暗示着可能存在新型强子态或未考虑的 QCD 动力学

效应^[29,30]。

除了上述疑问之外，粲偶素的衰变尚存在诸多未解之谜，如“ $\rho - \pi$ 疑难”。基于 pQCD，无论是单举衰变还是遍举衰变， $\psi(3686)$ 和 J/ψ 的相应分支比比值预计约为 12%，这一现象被称为“12% 规则”^[62]：

$$\frac{\mathfrak{B}[\psi(3686) \rightarrow \text{hadrons}]}{\mathfrak{B}[J/\psi \rightarrow \text{hadrons}]} \simeq 12\% \quad (1.16)$$

该预言在许多 $\psi(3686)$ 和 J/ψ 的衰变模式中得到实验验证^[5]。然而，在 $\rho\pi$ 和 $K^{*+}K^-$ 末态衰变中，“12% 规则”与实验数据显著不符，称为“ $\rho - \pi$ 疑难”^[63]。此外，研究 $\psi(3770)$ 的非 $D\bar{D}$ 衰变，例如 $\psi(3770) \rightarrow p\bar{p}, p\bar{p}, \gamma\eta_c, \gamma\chi_{cJ}, \gamma\eta_c(2S)$ 以及 $\pi^+\pi^-J/\psi$ 也是非常有趣的^[64]。

1.3.2 粲重子物理

粲重子是一类包含至少一个粲夸克以及轻夸克 (u, d, s 夸克) 的重子体系，粲重子可作为探究重子内部双轻夸克自由度的理想研究载体^[65]。具体而言，对于含单一重夸克的重子波函数，可采用两种雅可比坐标表征：表征双轻夸克相对坐标的 ρ 模式，以及表征双轻夸克-粲夸克系统坐标的 λ 模式^[66]（图 1.7）。

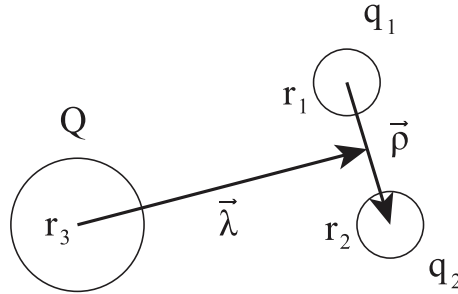


图 1.7 单粲重子的雅可比坐标 λ 和 ρ ^[67]。

两类激发模式的能量比可表述为： $\frac{E_\rho}{E_\lambda} = \sqrt{\frac{3m_Q}{2m_q + m_Q}}$ 。其中， m_Q 与 m_q 分别代表重夸克与轻夸克的组分质量。当 $m_Q \gg m_q$ 时，该比值趋近于 $\sqrt{3}$ ，这意味着 ρ 模式与 λ 模式的激发态能级将显著分离。而对于粲重子，基于夸克模型的相关理论计算表明其两类激发模式对应的激发能确实存在显著的差异^[66]。这一现象支持将粲重子简化为“双轻夸克-粲夸克”束缚态的物理图像。当前亟需系

统验证该模型对于实验测得谱系的描述的普适性，同时粲重子体系也为研究重夸克自旋对称性提供了重要平台。

1.3.2.1 粲重子能谱

根据粲夸克数量的不同，粲重子分为单粲重子和双粲重子，分别包含一个或两个粲夸克。对于单粲重子，其轻夸克组成属于味 $SU(3)$ 的三重态，可构成两种 $SU(3)$ 多重态：对称的六重态 6_F 和反对称的反三重态 $\bar{3}_F$ ，如图 1.8 所示。其中，六重态成员均可发生弱衰变、而反三重态中仅有 Ω_c^0 参与弱衰变。

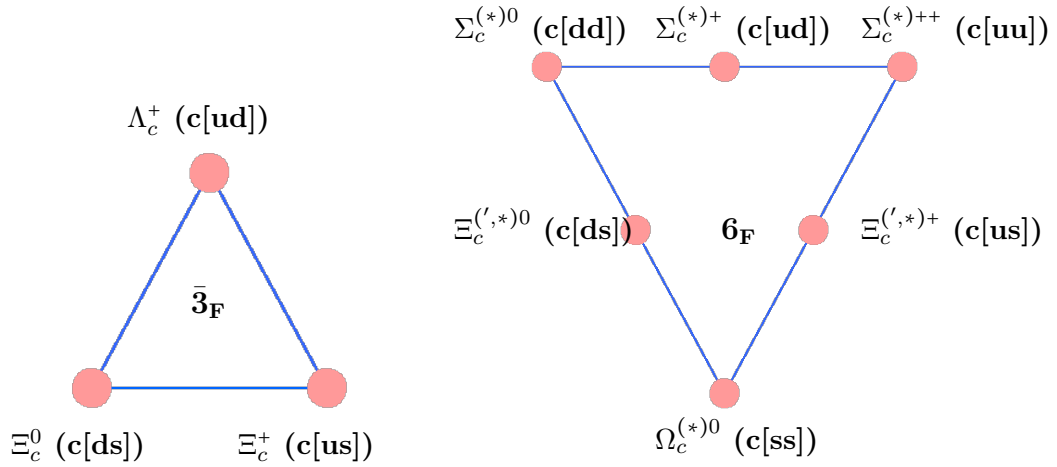


图 1.8 反三重态和六重态粲重子。这里 $[q_1 q_2] = \frac{1}{2}(q_1 q_2 - q_2 q_1)$, $[q_1 q_2] = \frac{1}{2}(q_1 q_2 + q_2 q_1)$ [68]。

在夸克模型中，粲重子总的轨道角动量可分解为 $\mathbf{L}_\ell = \mathbf{L}_\rho \otimes \mathbf{L}_\lambda$ ，其中 $\mathbf{L}_\rho$ 表征两个轻夸克之间的轨道角动量， $\mathbf{L}_\lambda$ 描述双夸克系统与粲夸克之间的轨道角动量。在重夸克有效理论极限下 ($m_c \gg \Lambda_{\text{QCD}}$)，粲夸克的自旋 $\mathbf{S}_c$ 与双轻夸克系统总角动量 $\mathbf{J}_\ell = \mathbf{S}_\ell \otimes \mathbf{L}_\ell$ 分别满足守恒定律，使得粲重子总角动量可由 $\mathbf{J} = \mathbf{S}_c \otimes \mathbf{J}_\ell$ 表述 [69]。于是，基于量子数 (S_ℓ, L_ℓ, J_ℓ) 可系统构建粲重子能谱。对于最低阶 P 波粲重子 ($L_\ell = 1$)，其轨道激发态可以主要分为两种态：一种是 $(\mathbf{L}_\rho = 0, \mathbf{L}_\lambda = 1)$ 的 λ 态，另一种是 $(\mathbf{L}_\rho = 1, \mathbf{L}_\lambda = 0)$ 的 ρ 态。更高阶轨道激发态 $\mathbf{L}_1 = 2$ 由于其正宇称特性 ($P = (-1)^{L_1} = +1$)，可进一步划分为两类对称性相异的态：(1) 对称波函数多重态： $\mathbf{L}_\rho = 0, \mathbf{L}_\lambda = 2$ 的态与 $\mathbf{L}_\rho = 2, \mathbf{L}_\lambda = 0$ 的态；(2) 反对称波函数态：当 $\mathbf{L}_\rho = \mathbf{L}_\lambda = 1$ 时，轨道波函数在轻夸克交换下呈现反对称性。

通过 CLEO、Belle (II)、BaBar 等实验装置, 研究者已发现系列粲重子激发态, 它们的质量谱、自旋宇称量子数以及衰变宽度如表 1.3 所示。其中, CLEO 实验主要探测较低能区激发态, 而后续 B 介子工厂实验则聚焦高激发态研究。值得关注的是, LHCb 实验组近期也加入粲重子谱学研究行列, 并随即发现了 Ξ_c^0 、 Ω_c^0 等新型激发态, 显著扩展了粲重子谱的内容。当前实验焦点已转向精确测量激发态量子数 (如自旋-宇称 J^P) 与衰变分支比, 这对检验双轻夸克模型预测及揭示 QCD 非微扰效应具有决定性意义。

表 1.3 目前实验上发现的单粲重子的质量 (M)、宽度 (Γ)、量子数 ($I(J^P)$) 以及衰变模式^[5,28]。

粲重子	$I(J^P)$	质量 (MeV/ c^2)	宽度 (MeV/ c^2)	实验	衰变模式
Λ_c^+	$0(\frac{1}{2}^+)$	2286.46 ± 0.14	$(200 \pm 6) \times 10^{-15}$	Fermilab ^[70]	weak
$\Lambda_c(2595)^+$	$0(\frac{1}{2}^-)$	2592.25 ± 0.28	2.59 ± 0.56	CLEO ^[71]	$\Lambda_c\pi\pi, \Sigma_c\pi$
$\Lambda_c(2625)^+$	$0(\frac{3}{2}^-)$	2627.11 ± 0.19	< 0.90	ARGUS ^[72]	$\Lambda_c\pi\pi, \Sigma_c\pi$
$\Lambda_c(2765)^+$	$?(\frac{?}{?})$	2766.6 ± 2.4	50	CLEO ^[73]	$\Sigma_c\pi, \Lambda_c\pi\pi$
$\Lambda_c(2880)^+$	$0(\frac{5}{2}^+)$	2881.53 ± 0.35	5.8 ± 1.1	CLEO ^[73]	$\Sigma^*\pi, \Lambda_c\pi\pi, D^0p$
$\Lambda_c(2910)^+$	$??$	2913.8 ± 6.8	51.8 ± 27.4	Belle ^[74]	$\Sigma_c^*\pi$
$\Lambda_c(2940)^+$	$0(\frac{7}{2}^-)$	2939.3 ± 1.4	17_{-1}^{+1}	BaBar ^[75]	$\Sigma^*\pi, \Lambda_c\pi\pi, D^0p$
$\Sigma_c(2455)^{++}$	$1(\frac{1}{2}^+)$	2453.97 ± 0.14	$1.89_{-0.18}^{+0.09}$	BNL ^[76]	$\Lambda_c\pi$
$\Sigma_c(2455)^+$	$1(\frac{1}{2}^+)$	2452.9 ± 0.4	< 4.6	TST ^[77]	$\Lambda_c\pi$
$\Sigma_c(2455)^0$	$1(\frac{1}{2}^+)$	2453.75 ± 0.14	$1.83_{-0.11}^{+0.12}$	BNL ^[76]	$\Lambda_c\pi$
$\Sigma_c(2520)^{++}$	$1(\frac{3}{2}^+)$	$2518.4_{-0.19}^{+0.21}$	$14.78_{-0.30}^{+0.29}$	SKAT ^[77]	$\Lambda_c\pi$
$\Sigma_c(2520)^+$	$1(\frac{3}{2}^+)$	2517.5 ± 2.3	15	CLEO ^[78]	$\Lambda\pi$
$\Sigma_c(2520)^0$	$1(\frac{3}{2}^+)$	2518.48 ± 0.20	$15.3_{-0.4}^{+0.5}$	CLEO ^[79]	$\Lambda_c\pi$
$\Sigma_c(2800)^{++}$	$1(??)$	2801_{-10}^{+12}	75_{-27}^{+32}	Belle ^[80]	$\Lambda_c\pi, \Sigma_c^*\pi, \Lambda_c\pi\pi$
$\Sigma_c(2800)^+$	$1(??)$	2792_{-10}^{+8}	62_{-22}^{+27}	Belle ^[80]	$\Lambda_c\pi, \Sigma_c^*\pi, \Lambda_c\pi\pi$
$\Sigma_c(2800)^0$	$1(??)$	2806_{-10}^{+9}	72_{-24}^{+28}	Belle ^[80]	$\Lambda_c\pi, \Sigma_c^*\pi, \Lambda_c\pi\pi$
Ξ_c^+	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	$2467.93_{-0.35}^{+0.28}$	$(442 \pm 26) \times 10^{-15}$	CERN ^[81]	weak
Ξ_c^0	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	$2470.85_{-0.30}^{+0.25}$	$(112_{-30}^{+40}) \times 10^{-15}$	CLEO ^[82]	weak
Ξ_c^{*+}	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	2575.7 ± 3.0	-	CLEO ^[83]	$\Xi_c\gamma$

续下页

Table 1.3 接上页

Ξ_c^{*0}	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	2577.9 ± 2.9	-	CLEO [83]	$\Xi_c \gamma$
$\Xi_c(2645)^+$	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	2645.9 ± 0.5	2.6 ± 0.5	CLEO [84]	$\Xi_c \pi$
$\Xi_c(2645)^0$	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	2645.9 ± 0.5	< 5.5	CLEO [85]	$\Xi_c \pi$
$\Xi_c(2790)^+$	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$	2789.1 ± 3.2	< 15	CLEO [86]	$\Xi' \pi$
$\Xi_c(2790)^0$	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$	2791.9 ± 3.3	< 12	CLEO [86]	$\Xi' \pi$
$\Xi_c(2815)^+$	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$	2816.6 ± 0.9	< 3.5	CLEO [87]	$\Xi_c^* \pi, \Xi_c \pi \pi, \Xi' \pi$
$\Xi_c(2815)^0$	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$	2819.6 ± 1.2	< 6.5	CLEO [87]	$\Xi_c^* \pi, \Xi_c \pi \pi, \Xi' \pi$
$\Xi_c(2923)^0$	??	2923.04 ± 0.35	7.1 ± 2.0	LHCb [88]	$\Lambda_c \bar{K}$
$\Xi_c(2930)^+$	$?(\frac{?}{?})$	2931 ± 6	36 ± 13	BaBar [89]	$\Lambda_c \bar{K}$
$\Xi_c(2980)^+$	$?(\frac{?}{?})$	2970.7 ± 2.2	17.9 ± 3.5	Belle [90]	$\Sigma_c \bar{K}, \Lambda_c \bar{K}, \Xi_c \pi \pi$
$\Xi_c(2980)^0$	$?(\frac{?}{?})$	2968.0 ± 2.6	20 ± 7	Belle [90]	$\Sigma_c \bar{K}, \Lambda_c \bar{K} \pi, \Xi_c \pi \pi$
$\Xi_c(3055)^+$	$?(\frac{?}{?})$	3055.1 ± 1.7	11 ± 4	BaBar [87]	$\Sigma_c \bar{K}, \Lambda_c \bar{K} \pi, D \Lambda$
$\Xi_c(3080)^+$	$\frac{1}{2}(??)$	3076.9 ± 0.28	4.3 ± 1.5	Belle [90]	$\Sigma_c \bar{K}, \Lambda_c \bar{K} \pi, D \Lambda$
$\Xi_c(3080)^0$	$\frac{1}{2}(??)$	3079.9 ± 1.4	5.6 ± 2.2	Belle [90]	$\Sigma_c \bar{K}, \Lambda_c \bar{K} \pi, D \Lambda$
$\Xi_c(3123)^+$	$?(\frac{?}{?})$	3122.9 ± 1.3	4.4 ± 3.8	BaBar [87]	$\Sigma_c^* \bar{K}, \Lambda_c \bar{K} \pi$
Ω_c^+	$0(\frac{1}{2}^+)$	2695.2 ± 1.7	$(69 \pm 12) \times 10^{-15}$	WA62 [91]	weak
$\Omega_c(2770)^0$	$0(\frac{3}{2}^+)$	2765.9 ± 2.0	-	Belle [92]	$\Omega \gamma$
$\Omega_c(3000)^0$	??	3000.44 ± 0.07	3.83 ± 0.23	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$
$\Omega_c(3050)^0$	??	3050.18 ± 0.04	0.67 ± 0.17	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$
$\Omega_c(3065)^0$	??	3065.63 ± 0.06	3.79 ± 0.20	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$
$\Omega_c(3090)^0$	??	3090.16 ± 0.11	8.48 ± 0.44	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$
$\Omega_c(3120)^0$	??	3118.98 ± 0.12	0.60 ± 0.63	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$
$\Omega_c(3185)^0$	??	3185.1 ± 1.7	50 ± 7	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$
$\Omega_c(3327)^0$	??	3327.1 ± 1.2	20 ± 5	LHCb [93]	$\Xi_c \bar{K}$

1.3.2.2 粲重子衰变

20 世纪 90 年代, 粲重子强子化弱衰变的理论研究曾一度活跃, 但随后逐渐停滞。至今, 仍缺乏完善的理论模型描述其复杂动力学机制。自 2014 年以来, 实验在 Λ_c^+ 和 Ξ_c^{*0} 弱衰变研究中取得突破性进展, 为该领域注入了新的活力。首先, Belle [94] 和北京谱仪 III (BESIII) 实验上 [95] 独立测量了 $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ 的

绝对衰变分支比，精度达到约 5%，为其他 Λ_c^+ 弱衰变分支比研究提供了重要基准。2016 年，BESIII 首次报道了十余种 Λ_c^+ 弱衰变过程的绝对分支比，这是自 Λ_c^+ 发现 30 年来，首次在 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^-$ 阈值下的相关测量，并且测量精度提升了 3-6 倍^[95]。在 $\Xi_c^{+,0}$ 系统方面，Belle 首次测量了 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ ， $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$ 和 $\Xi_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ 的绝对分支比^[96,97]，为 Ξ_c 系统研究提供了新数据。

约 30 年前，一种用于描述重子非轻弱衰变的拓扑图通用公式（Topological diagrammatic approach, TDA）便被提出，并随即应用于反三重态和六重态粲重子的所有衰变^[98]。于是对于粲重子 $H_c \rightarrow H + M$ 的弱衰变（其中 H 为超子， M 为介子），相关的拓扑图包括外部 W 发射图 T 、内部 W 发射图 C 、内侧 W 发射图 C' ，以及 W 交换图 E_{1-3} ，如图 1.9 所示。其中， T 和 C 是可因子化的，而 C' 和 W 交换会产生不可因子化的贡献。与粲介子衰变不同，粲重子衰变中的 W 交换具有以下特征：（1）色压低缺失：重子作为三夸克体系，其 W 交换拓扑不再受色因子的压低；（2）螺旋度匹配：子衰变允许更多螺旋度通道，导致 W 交换贡献显著增强。例如 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0 \pi^+$ 、 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^0$ 、 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ 这些观测结果与纯因子化预言的压低结果显著不同，均表明 W 交换和内部 W 发射在粲重子衰变中起重要作用^[5]。

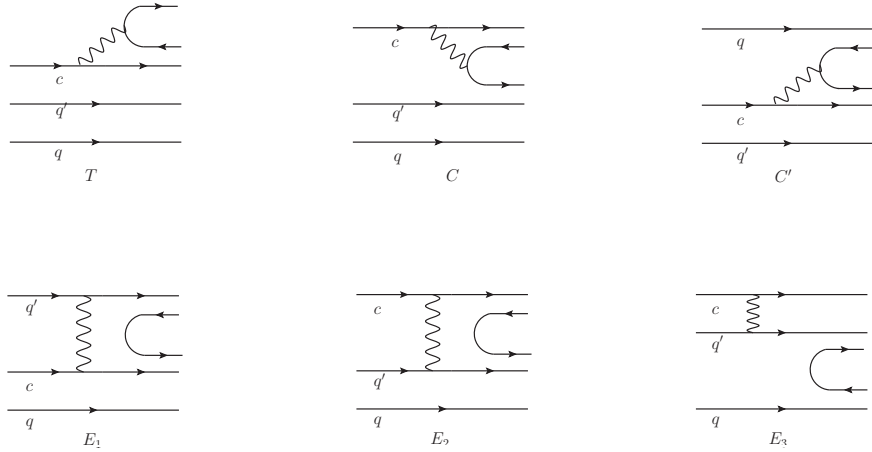


图 1.9 对粲重子 $H_c \rightarrow H + M$ 衰变有贡献的拓扑图^[69]。

1.3.2.3 粲重子非对称参数的测量

粲重子衰变的实验研究中，衰变非对称参数 (α) 的测量为理解粲重子动力学提供了重要信息。这一参数最初由李政道和杨振宁在重子弱衰变中宇称破缺

与守恒的研究中引入^[99]。对于 $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$ 的弱衰变过程, α 参数定义为:

$$\alpha = \frac{2\kappa \operatorname{Re}(A * B)}{|A|^2 + \kappa^2 |B|^2} = \frac{2\kappa |A * B| \cos(\delta_P - \delta_S)}{(|A|^2 + \kappa |B|^2)} \quad (1.17)$$

其中 A 和 B 分别代表宇称破缺的 S 波振幅和宇称守恒的 P 波振幅^[100]; κ 为辅助参数, 其表达式为 $\kappa = \sqrt{(E_f - m_f)/(E_f + m_f)}$, 其中 E_f 和 m_f 分别代表末态的能量和质量。

CP 破坏是解释宇宙中正反物质不对称的关键因素之一^[101,102]。目前, 实验上已在奇异强子 (含 s 夸克)^[103] 和底强子 (含 b 夸克)^[21] 的衰变过程中确认了 CP 破坏现象。然而, 根据标准模型理论预测, 粲强子体系中的 CP 破坏效应显著弱于上述两类强子体系。因此, 通过精确测量粲重子弱衰变过程中的 α 参数, 不仅可为粲强子 CP 破坏现象的实验验证提供关键判据, 同时也可为探索超越标准模型的新物理机制开辟重要途径。

表 1.4 总结了 BESIII、Belle (II) 及 LHCb 实验的粲物理样本及其物理分析特征。随着各实验进入高亮度运行阶段 (例如 Belle II 积分亮度预计在 2034 年后突破 50 ab^{-1}) 和理论模型的完善, 粲物理研究将迎来更广阔的前景^[104]。

表 1.4 BESIII、Belle 和 Belle II 以及 LHCb 中可用的粲夸克样本的比较。同时列出的还有这三类实验的典型特征^[104]。

实验	探测器	$E_{C.M.}$	亮度	N_{prod}	探测效率	特点
	BEPC-II (e^+e^-)	3.77 GeV	2.9 (8 $\rightarrow$ 20) fb $^{-1}$	$D^{0,+}$: $10^7(\rightarrow 10^8)$	~ 10-30%	☉ 环境极其纯净
		4.18-4.23 GeV	7.3 fb $^{-1}$	D_s^+ : 5×10^6		☉ 量子相干性
		4.6-4.7 GeV	4.5 fb $^{-1}$	Λ_c^+ : 0.8×10^6		☉ no boost, 无时间依赖的分析
		★★★★★				★★★★★
	SuperKEKB (e^+e^-)	10.58 GeV	0.4 ($\rightarrow$ 50) ab $^{-1}$	D^0 : $6 \times 10^8 (\rightarrow 10^{11})$ $D_{(s)}^+$: $10^8 (\rightarrow 10^{10})$	$\mathcal{O}(1\text{-}10\%)$	☉ 中性粒子的探测效率高
		KEKB (e^+e^-)	10.58 GeV	1 ab $^{-1}$		Λ_c^+ : $10^7 (\rightarrow 10^9)$ $\bar{D}^{0,+}, D_s^+$: 10^9
Λ_c^+ : 10^8						☉ 可开展时间依赖的分析
				★★★★☆	★★★	☉ 截面比 LHCb 小
	LHC (pp)	7+8 TeV	1+2 fb $^{-1}$	5×10^{12}	$\mathcal{O}(0.1\%)$	☉ 产生截面巨大
		13 TeV	6 fb $^{-1}$	10^{13}		☉ large boost, 时间分辨率杰出
		($\rightarrow$ 23 $\rightarrow$ 50) fb $^{-1}$	★★★★★			☉ 需要专用触发器
		★★★★★				★

本文采用以下截面参数: $\sigma(D^0 \bar{D}^0 @ 3.77 \text{ GeV}) = 3.61 \text{ nb}$, $\sigma(D^+ D^- @ 3.77 \text{ GeV}) = 2.88 \text{ nb}$, $\sigma(D_s^+ D_s^- @ 4.17 \text{ GeV}) = 0.967 \text{ nb}$; $\sigma(c\bar{c} @ 10.58 \text{ GeV}) = 1.3 \text{ nb}$, 其中每个 $c\bar{c}$ 事例平均产生 $1.1/0.6/0.3$ 个 $D^0/D^+/D_s^+$ 介子; 此外, $\sigma(D^0 @ CDF) = 13.3 \text{ } \mu\text{b}$, $\sigma(D^0 @ LHCb) = 1661 \text{ } \mu\text{b}$ 。上述数据主要来源于文献^[105]。

1.4 研究内容与论文结构

本论文基于 BESIII 实验采集的世界最大统计量的 $\psi(3686)$ 数据样本, 通过电偶极跃迁过程 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$, 系统研究了 P 波自旋单态 h_c 的多个强子衰变模式。此外, 论文还对粲偶素的三体衰变模式 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 、 $\chi_{cJ} (J = 0, 1, 2) \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 进行了测量, 并对其中的重子激发态等潜在结构进行了深入分析。最后, 结合 Belle 和 Belle II 实验采集的 1.4 ab^{-1} 数据样本, 在 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 连续过程中, 对多个粲重子衰变模式 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 的非对称参数进行了测量。

本论文的结构安排如下:

- 第一章: 引言部分, 简要介绍标准模型的基本框架, 并重点阐述粲物理的研究背景, 特别是粲偶素和粲重子的相关理论与实验进展。
- 第二章: 实验装置部分, 详细介绍 BESIII 实验和 Belle (II) 实验的探测器结构、实验性能、以及本论文研究所使用的数据样本。
- 第三章: 基于 BESIII 实验数据样本, 系统研究 h_c 的多个强子衰变模式, 并对其分支比进行测量。
- 第四章: 利用 BESIII 实验数据样本, 对 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变过程的分支比进行测量, 并分析其物理意义。
- 第五章: 基于 BESIII 实验数据样本, 对 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变过程的分支比进行测量, 并对其结论进行讨论。
- 第六章: 结合 Belle 和 Belle II 实验的数据样本, 对粲重子 Ξ_c^0 的多个衰变模式的非对称参数进行精确测量, 并对其结果进行讨论。
- 第七章: 总结本论文的主要研究成果, 并对未来粲物理研究的可能方向进行展望。

第 2 章 正负电子对撞机实验

本章将介绍本研究所依托的 BESIII 与 Belle (II) 实验及装置等相关特性。

2.1 北京谱仪 III 实验

BESIII 实验是一个国际合作的粒子物理实验，依托北京正负电子对撞机 II (BEPCII) 上的第三代粒子探测器 BESIII 探测器开展研究，同时也是目前国际上唯一的正在运行的 τ -粲工厂。实验方向涵盖 τ -粲能区 (2-4.6 GeV) 强子谱、粲夸克偶素、粲物理、R-QCD、新物理寻找等课题，引领国际强子物理的研究。随着近年来加速器和探测器运行状况的不断改善，在强子物理领域取得系列突破性进展。2013 年，BESIII 实验通过 $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 过程首次观测到带电类粲偶素态 $Z_c(3900)^\pm$ ^[106]，为四夸克奇特强子存在性提供首个实验证据^[107]，该发现随后被 Belle 等国际实验独立验证^[108]。此外，BESIII 实验上系统研究了 $X/Y/Z$ 类粲偶素粒子的谱学特征^[41,109]，揭示了包括 $Z_{cs}(3985)$ 在内的新型强子态非传统夸克结构^[110]，并通过对胶球候选者的测量^[111,112]，推进了 pQCD 理论检验^[35]。

在粲味物理领域，实验实现了粲介子衰变的高精度测量^[113,114]，首次对粲重子 Λ_c^+ 的纯 W 玻色子交换过程的衰变参数进行测量^[115]，以及中性粲介子强相角测量^[116,117]、正反超子的极化和不对称性检验^[118,119] 等。

上述成果不仅巩固了我国在 τ -粲能区物理实验的国际主导地位，也极大推进了相关理论体系的实质性发展^[120]。

2.1.1 北京正负电子对撞机 II

北京正负电子对撞机 II (BEPCII) 是基于 BEPC^[121,122] 的重大升级装置 (关键参数对比见表 2.1)，其采用对称双环多束团对撞架构，工作能区覆盖 2.0-4.6 GeV，瞬时亮度达 $1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 量级，较前代提升两个数量级^[123]。该装置在保持原隧道布局条件下，通过双环束流分离、动态孔径优化及束团数量

倍增等技术创新，实现亮度跃升^[124]。

表 2.1 BEPCII 与 BEPC 装置设计参数的比较^[123]。

设计参数	BEPC	BEPCII
质心能量 (GeV)	2 ~ 5	2 ~ 4.6
储存环周长 (m)	240.4	237.5
储存环个数	1	2
高频频率 (MHz)	199.5	499.8
在 $2 \times 1.89\text{GeV}$ 处的峰值亮度 ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$\sim 10^{31}$	$\sim 10^{33}$
束团个数	2×1	2×93
束流流强 (A)	2×0.035	2×0.91
束团间隔 (m/ns)	—	2.4/8
束团长度 (σ_z ; cm)	~ 5	1.5
束团宽度 (σ_x ; μm)	~ 840	~ 380
束团高度 (σ_y ; μm)	~ 37	~ 5.7
相对的能散	5×10^{-4}	5×10^{-4}
对撞点束流夹角 (mrad)	0	± 11

BEPCII 由四大子系统构成：（1）注入器与束流输运线；（2）双环储存环；（3）BESIII 探测器；（4）同步辐射光源^[125]。其运行流程为：电子枪产生的初始电子束经直线加速器加速后轰击钨靶生成正负电子对；经磁聚焦系统准直后，正负电子束流通过输运线注入储存环完成积累与能量提升；当束流能量达到预设阈值时，南对撞点发生束团对撞，触发 BESIII 数据采集系统。

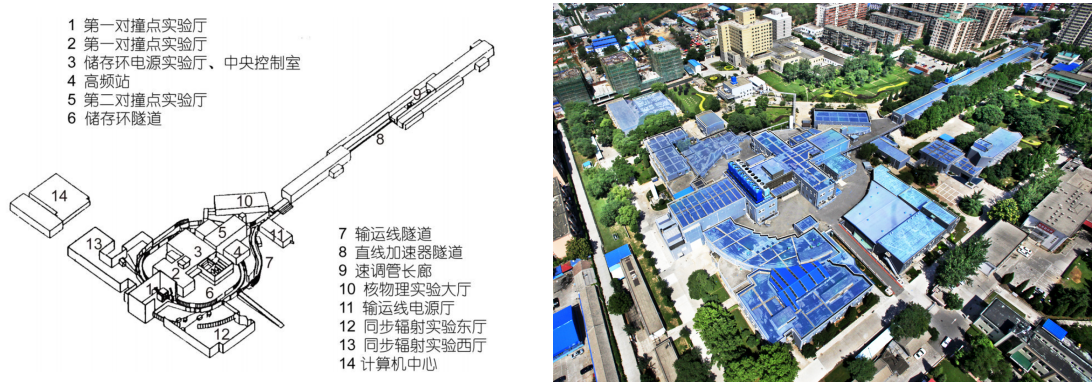


图 2.1 BEPCII 整体示意图及鸟瞰全景^[126]。

2.1.2 BESIII 探测器

BESIII 探测器的设计旨在满足高亮度多束团对撞的物理需求与技术指标，其详细描述见文献^[123]。图 2.2 展示了 BESIII 探测器结构示意图，其覆盖 93%

的 4π 立体角，由 5 个子系统组成^[127]，分别是主漂移室、电磁量能器、超导螺线管、飞行时间系统和 μ 子鉴别器。

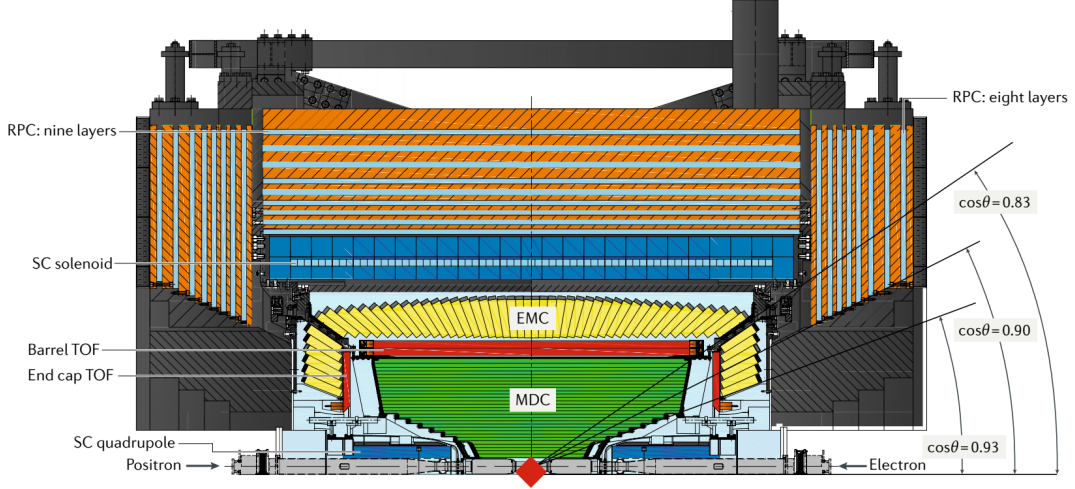


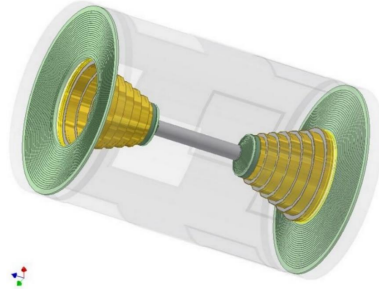
图 2.2 BESIII 探测器整体结构示意图^[128]。

自 2009 年运行以来，BEPCII 已累计为 BESIII 实验提供约 50 fb^{-1} 积分亮度的数据（覆盖不同质心能量）。实验装置历经多次重大技术升级，目前正规划探测器与加速器的新一轮改进方案^[129]。关于探测器各子系统性能与触发系统的相关介绍见下文。

2.1.2.1 主漂移室

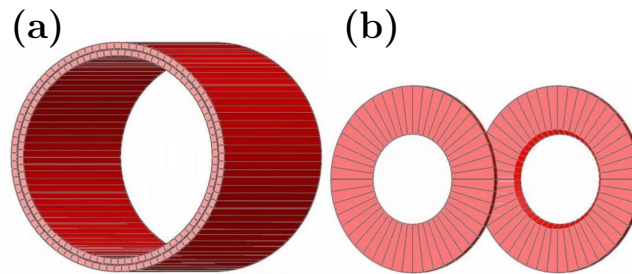
主漂移室（MDC）作为 BESIII 探测器最内层径迹追踪系统（结构示意见图 2.3），采用柱对称构型设计（内径 59 mm，外径 810 mm）。该系统能够对 τ -粲能区低动量粒子有效寻迹优化，兼具高精度动量分辨率（ $B = 1 \text{ T}$ 磁场下， $p = 1 \text{ GeV}/c$ 粒子横向动量分辨达 0.5%）与电离能损测量能力（入射角 90° 时分辨率达 6%），可实现 $p = 770 \text{ MeV}/c$ 条件下 π/K 介子 3σ 分离^[123]。

MDC 采用氨基混合气体（60% 氦气 + 40% 丙烷）工作介质，有效抑制低动量粒子的多次散射效应。通过阶梯锥形端板创新设计，显著减小内漂移室与末级四极磁铁间距，确保对撞点磁场均匀性。其立体角覆盖率达 $\Delta\Omega/4\pi = 0.93$ ， $r-\phi$ 平面单丝空间分辨率优于 $130 \mu\text{m}$ ，束流方向顶点位置分辨率约 2 mm 。该探测器同时承担触发信号生成功能，可有效筛选物理事例并抑制本底干扰。


 图 2.3 MDC 几何结构示意图^[127]。

2.1.2.2 飞行时间计数器

飞行时间系统 (TOF) 由桶部与双端盖组件构成 (结构示意图 2.4)，其核心设计采用塑料闪烁体与细网型光电倍增管 (Fine-Mesh PMTs, FM-PMTs) 直接耦合方案。其技术特征如下：(1) 桶部 TOF 安装于 MDC 碳纤维复合壳体表面，采用双层交错排列梯形截面闪烁棒 (单层 88 根，厚度 50 mm)，覆盖极角范围 $|\cos \theta| < 0.83$ ；(2) 两端盖各配置单层 48 通道扇形闪烁计数器阵列，覆盖 $0.85 < |\cos \theta| < 0.95$ ，在 $p = 770 \text{ MeV}/c$ 、垂直入射条件下实现 π/K 介子 3σ 分离，时间分辨率 $\sigma_t \approx 100 \text{ ps}$ ^[123]。


 图 2.4 TOF 探测器 (a) 桶部及 (b) 端盖结构示意图^[130]。

该系统通过创新性取消传统有机玻璃光导结构，将日本滨松公司特制 FM-PMTs 与闪烁体端面直接耦合，显著提升时间测量精度。

2.1.2.3 电磁量能器

电磁量能器 (EMC) 由 6240 块掺铊碘化铯晶体 (CsI(Tl)) 构成，覆盖极角范围 $|\cos \theta| < 0.83$ (桶部) 及 $0.86 < |\cos \theta| < 0.93$ (端盖)，其设计旨在精确测量能量高于 20 MeV 的光子能量并生成触发信号^[123] (见图 2.5)。该系统对动

量高于 200 MeV/c 的粒子具有优异的电子/ π 介子鉴别能力，晶体阵列分布于 TOF 与超导螺线管线圈之间的环形区域，单晶体长度为 28 cm (15.1 个辐射长度)。为抑制对撞点光子经晶体间隙逃逸，晶体在方位角 (ϕ) 方向倾斜角限制为 1.5° 以内，极角 (θ) 方向倾斜角按距离束流轴 ± 5 cm 位置梯度倾斜分布 (1.5 至 3.0°)。

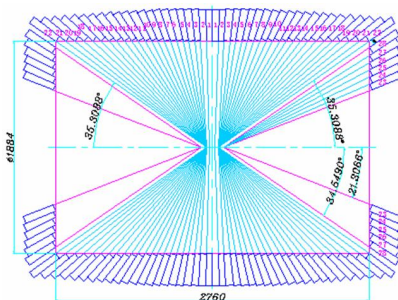


图 2.5 EMC 上晶体安排示意图^[130]。

2.1.2.4 超导磁铁

超导磁铁系统位于 EMC 与 μ 子鉴别器之间，为核心径迹探测系统提供 1 T 均匀磁场 (不均匀度 $<5\%$)，根据带电粒子径迹曲率实现动量精确测量。

2.1.2.5 μ 子鉴别器

μ 子鉴别器 (MUC) 由电阻板室 (Resistive Plate Chambers, RPC) 阵列与磁轭钢板构成复合探测系统 (结构示意图 2.6)，其核心功能为通过 μ 子与强子类粒子在钢介质中作用深度的显著差异实现粒子鉴别。

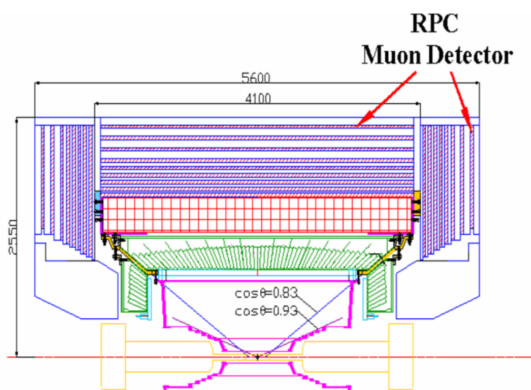


图 2.6 μ 子鉴别器示意图^[130]。

桶部区域采用 9 层 RPC 与总厚 41 cm 钢板的交替结构，首层 RPC 置于钢

板堆栈前端；端盖区域配置 8 层探测器单元，首层 RPC 位于 4 cm 钢板后侧。该系统在 0.4 GeV/c 动量阈值下实现 μ 子探测效率 $> 95\%$ 的性能指标^[123,131]。

2.1.3 数据样本

本论文基于 BESIII 实验采集的 $\psi(3686)$ 数据样本开展研究工作。BESIII 实验于 2009 年和 2012 年在质心系能量 $\sqrt{s} = 3.686$ GeV 处累计采集了超过 4 亿 $\psi(3686)$ 事例^[132]，为精确研究 $\psi(3686)$ 及其子粒子（包括 χ_{c0} 、 χ_{c1} 和 χ_{c2} ）的跃迁和衰变过程提供了优质的实验平台，同时也为探索超出标准模型的稀有衰变过程奠定了数据基础。

随着实验研究的深入以及探测器与离线软件系统的持续升级，早期采集的数据已无法满足当前研究需求。为此，BESIII 合作组于 2021 年在 $\psi(3686)$ 产生阈值附近开展了新一轮数据采集，并利用当时最新的 BOSS709 分析环境对历史数据进行了重新刻度与重建。通过上述努力，BESIII 实验累计采集的 $\psi(3686)$ 数据样本已达到 $(2712.4 \pm 14.3) \times 10^6$ 事例^[133]，这一规模目前居世界首位。

在 e^+e^- 对撞过程中，除了 $\psi(3686)$ 共振数据对应的 $\psi(3686) \rightarrow \text{hadrons}$ (h) 衰变外，还会产生多种本底过程。这些本底过程主要包括： $\psi(3686) \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau$)， $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow h$ ($u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$)、以及 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$ ($X = h, l^+l^-$) 等。为了准确估计这些本底过程的影响，实验在 $\psi(3686)$ 共振数据附近的 3.650 GeV、3.682 GeV 和 3.773 GeV 等能量点采集了辅助数据样本。表 2.2 列出了各能量点的数据采集情况。

表 2.2 所使用 $\psi(3686)$ 数据与其连续区数据样本的信息^[133–135]。

质心能量 (GeV)	年份	事例数 ($\times 10^6$)	积分亮度 (pb^{-1})
3.686	2009	107.7	161.6
	2012	345.4	506.9
	2021	2259.3	3208.5
3.650	2009	-	44.5
	2022	-	410.0
3.773	2011	-	2916.9
3.682	2022	-	404.0

2.2 Belle 和 Belle II 实验

Belle 实验是一个国际合作的粒子物理实验，依托于日本高能加速器研究机构 (KEK) 的 KEKB 加速器开展研究。作为世界上著名的 B 介子工厂之一，其实验设计和优化旨在观测 B 介子系统中的 CP 破坏现象^[136]。实验中，正负电子通过 KEKB 加速器加速至接近光速，并在束流环交叉点发生对撞，同时由 Belle 探测器精确测量对撞产生的末态粒子^[137,138]。Belle 实验自 1999 年启动数据采集，至 2010 年累计获取了约 1 ab^{-1} 的实验数据^[139]。其主要物理目标包括研究 B 介子的混合、衰变以及 CP 破坏等现象，同时还涵盖了粲物理、 τ 轻子物理、强子谱学以及双光子物理等领域。2001 年，Belle（与竞争对手 BaBar 实验以及其他类似实验一起）观测到了 B 衰变中显著的 CP 破缺现象^[21]，这一结果与小林诚和益川敏英的理论预言一致，并在 2008 年诺贝尔物理学奖的授奖词中被明确提及^[139]。

Belle II 实验作为 Belle 实验的升级版本，是新一代超级 B 介子工厂^[140]。其主要科学目标包括精确测量弱相互作用参数、深入研究粲强子物理，以及探索超出标准模型的新物理现象^[141]。在 2019 年至 2022 年的第一阶段运行 (Run 1) 期间，Belle II 实验成功采集了约 400 fb^{-1} 的物理数据，这些数据为底夸克和粲夸克强子以及 τ 轻子的研究提供了丰富的样本。此外，实验还涉及暗物质候选粒子的探测研究。

Belle 和 Belle II 实验的数据采集主要集中在质心系能量 $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ 下，对撞过程主要产生 $\Upsilon(4S)$ 介子，且该过程通常不伴随其他粒子。实验表明，超过 96% 的 $\Upsilon(4S)$ 介子会衰变为 $B\bar{B}$ 介子对。除了 $\Upsilon(4S)$ 介子的产生，正负电子对撞还会生成大量 $c\bar{c}$ 和 $\tau\bar{\tau}$ 等过程的事例。表 2.3 详细列出了在 $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ 时， e^+e^- 对撞中各类物理过程的反应截面。因此，Belle 和 Belle II 实验不仅被视为 B 介子工厂，同时也是 τ -粲物理研究的重要平台。

在完成探测器和加速器的长期升级与维护后，Belle II 实验于 2024 年恢复了新一轮数据采集。截至目前，Belle II 探测器累计采集的实验数据已达到 575 fb^{-1} ^[142]，并于 2024 年 12 月 27 日创下了瞬时亮度 $5.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的世界纪录，标志着实验进入了全新的高精度研究阶段。

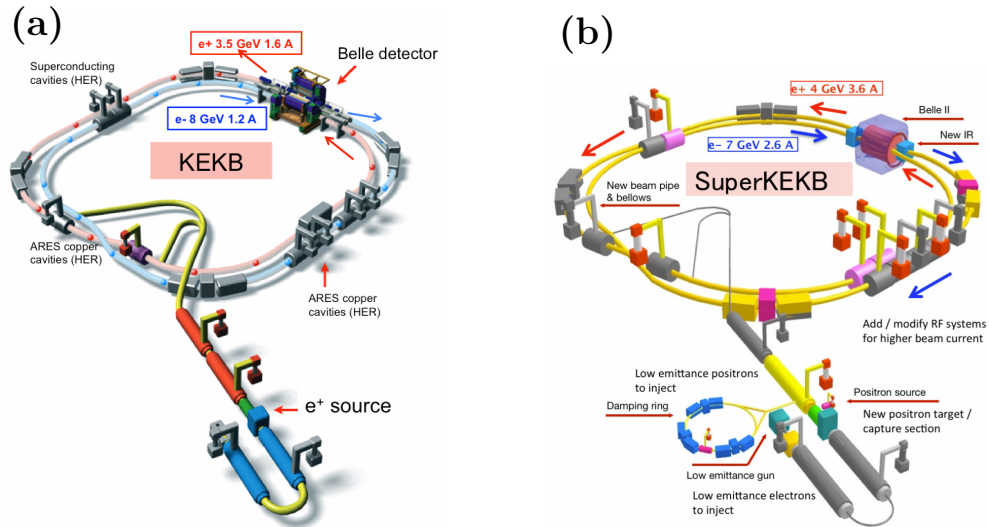
表 2.3 在 $\sqrt{s} = 10.58$ GeV 时, e^+e^- 对撞产生的各个物理过程的反应截面^[141]。

反应过程	反应截面 (nb)
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$	1.05 ± 0.10
$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1.329
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.339
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	0.919
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	1.148
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	300 ± 3

2.2.1 正负电子对撞机 KEKB 和 SuperKEKB

• 正负电子对撞机 KEKB

KEKB 是一台非对称双环正负电子对撞机^[137] (结构示意见图 2.7(a))。正电子由 4 GeV 初级电子束轰击钨靶产生, 经螺线管磁场捕获后与电子束共同注入直线加速器^[143], 分别加速至 8 GeV (电子, 高能环 HER) 与 3.5 GeV (正电子, 低能环 LER); 其中, 双环系统采用直径 3 km 的逆时针 (HER) 与顺时针 (LER) 反向运行架构, 通过射频谐振腔调控束流参数, 并利用扭摆磁铁补偿同步辐射能量损失。还通过有限角交叉方案 (见图 2.8) 抑制寄生对撞, 实现束流寿命最大化。


 图 2.7 (a) KEKB 和 (b) SuperKEKB 对撞机^[144]。

束流能量的非对称性 ($E_{e^-}/E_{e^+} = 8/3.5$) 导致质心系相对于实验室系产

生洛伦兹推进效应 ($\beta\gamma = (E_{e^-} - E_{e^+})/E_{CM} = 0.425$)，该效应使例如 B 介子的衰变产生顶点沿电子束方向移动约 $200 \mu\text{m}$ ，为含时 CP 破坏等测量提供了必要实验条件。KEKB 在运行期间创纪录地实现瞬时亮度 $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，支撑 Belle 实验获取 772×10^6 个 $B\bar{B}$ 事例，为重味物理实验研究提供了极佳的数据基础^[139]。

- **正负电子对撞机 SuperKEKB** SuperKEKB 作为 KEBK 的升级版 (结构示意图 2.7)，是 Belle II 实验的核心装置，其设计瞬时亮度达 $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (KEKB 的 40 倍)^[140]。该性能提升源于纳米束流技术 (见图 2.8)，其核心在于压缩相互作用点垂直 β_y^* 函数与束团纵向重叠尺寸 ($d = \sigma_x/\Phi_x$, $\sigma_x \sim 10 \mu\text{m}$, $\Phi_x = 83 \text{ mrad}$)。纳米束流技术也随之带来了严峻挑战：纳米束流方案中，束内散射引发的发射度增长及图什克效应 (Touschek effect) 导致的束流寿命衰减 (LER 尤为显著) 成为严峻挑战。通过将 LER 能量从 3.5 GeV 提升至 4.0 GeV (同步降低 HER 能量至 7.0 GeV)，有助于降低发射度从而缓解上述问题；SuperKEKB 提高亮度的另一个主要措施是将束流电流增至 KEBK 的 2 倍^[140]。表格 2.4 列出了 KEBK 与 SuperKEKB 装置的基本设计参数对比^[145]。目前，SuperKEKB 已实现瞬时亮度 $5.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，远超 KEBK 的最高纪录。

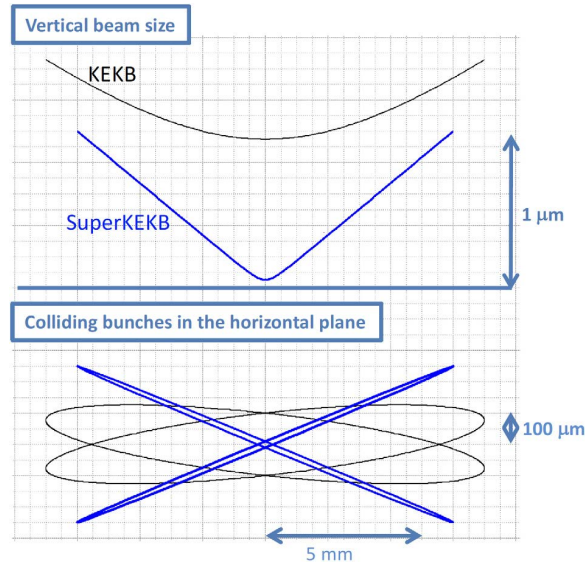


图 2.8 KEBK 的有限角交叉方案与 SuperKEKB 的纳米束流交叉方案比较^[145]。

表 2.4 KEKB 和超级 KEKB 的装置设计参数^[140,141,145]。SuperKEKB 部分括号内的值表示不考虑束内散射时的参数（由于 LER 中的束内散射，水平发射度增加了 30%）。KEKB 部分括号内的参数是在斜对角交叉情况下所达到的参数^[146]，此时有效交叉角为 0。

	KEKB		SuperKEKB		单位
	LER (e^+)	HER (e^-)	LER (e^+)	HER (e^-)	
束流能量 (E)	3.5	8.0	4.0	7.007	GeV
周长 (C)	3016.262		3016.315		m
半交叉角 (θ_x)	0(11)		41.5		mrad
Piwinski 角 (ϕ_{Piw})	0	0	24.6	19.3	rad
水平发射度 (ε_x)	18	24	3.2 (1.9)	4.6 (4.4)	nm
垂直发射度 (ε_y)	150	150	8.64	11.5	pm
耦合度	0.83	0.62	0.27	0.28	%
IP 处 β 函数 (β_x^*/β_y^*)	1200/5.9	1200/5.9	32/0.27	25/0.30	mm
水平束流尺寸 (σ_x^*)	147	170	10.1	10.7	μm
垂直束流尺寸 (σ_y^*)	940	940	48	62	nm
水平振荡频率 (ν_x)	45.506	44.511	44.530	45.530	
垂直振荡频率 (ν_y)	43.561	41.585	46.570	43.570	
动量压缩因子 (α_p)	3.3	3.4	3.25	4.55	10^{-4}
能散 (σ_ε)	7.3	6.7	8.14(7.96)	6.49(6.34)	10^{-4}
束流电流 (I)	1.64	1.19	3.60	2.60	A
束团数量 (n_b)	1584		2500		
每束团粒子数 (N)	6.47	4.72	9.04	6.53	10^{10}
每圈能量损失 (U_0)	1.64	3.48	1.87	2.45	MeV
纵向阻尼时间 (τ_z)	21.5	23.2	21.6	29.0	ms
射频频率 (f_{RF})	508.9		508.9		MHz
总腔电压 (V_c)	8.0	13.0	9.4	15.0	MV
总束流功率 (P_b)	~ 3	~ 4	8.3	7.5	MW
同步振荡频率 (ν_s)	-0.0246	-0.0209	-0.0247	-0.0280	
束团长度 (σ_z)	~ 7	~ 7	6.0 (5.0)	5.0 (4.9)	mm
束流-束流参数 (ξ_x/ξ_y)	0.127/0.129	0.102/0.090	0.0028/0.088	0.0012/0.081	
瞬时亮度 (L)	2.108×10^{34}		8×10^{35}		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
积分亮度 ($\int L$)	1.041		50		ab^{-1}

2.2.2 Belle 和 Belle II 探测器

Belle(II) 探测器是一个围绕正负电子对撞点安装的大型谱仪，其主要功能是精确探测 e^+e^- 对撞产生的末态粒子^[138]。表 2.5 系统地总结了升级后的 Belle II 探测器能够测量的末态粒子种类及其相应的探测方法。本节将详细介绍 Belle 和 Belle II 探测器的结构、性能及其在高能物理实验中的应用。

表 2.5 Belle II 探测器测量的末态粒子^[5]。

粒子名称	质量 (MeV)	寿命 (s)	探测方法
中微子	$< 8 \times 10^{-7}$	稳定	需要完全重建时，通过能量缺失法
光子	$< 1 \times 10^{-24}$	稳定	通过簇射能量沉积重建
电子	0.511	稳定	径迹探测
μ 子	105.658	2.197×10^{-6}	径迹探测
$\pi^\pm$ 介子	139.570	2.603×10^{-8}	径迹探测 + 粒子鉴别
$K^\pm$ 介子	493.677	1.238×10^{-8}	径迹探测 + 粒子鉴别
π^0 介子	134.977	8.520×10^{-17}	间接探测 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$)
K_S^0 介子	497.611	8.954×10^{-11}	间接探测 ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$)
K_L^0 介子	497.611	5.116×10^{-8}	间接探测 ($K_L^0 \rightarrow 3\pi$)
D 介子	1869.66	1.033×10^{-12}	顶点探测 + 间接重建
B 介子	5279.41	1.638×10^{-12}	顶点探测 + 间接重建
τ 子	1776.93	2.903×10^{-13}	间接重建

Belle 探测器是一个立体角覆盖 4π 的大型综合粒子探测器，具备对 B 介子衰变事例及多种物理过程的探测能力，包括 $\tau^+\tau^-$ 轻子对产生、双光子过程、 $q\bar{q}$ 连续过程等^[138]。该探测器系统从内到外由以下核心子系统构成：硅顶点探测器 (Silicon Vertex Detector, SVD)、中心漂移室 (Central Drift Chamber, CDC)、气凝胶切伦科夫计数器 (Aerogel Cherenkov Counter, ACC)、飞行时间计数器 (Time of Flight Counter, TOF)、电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter, ECL)、 K_L 介子与 μ 子探测器 (KLM)，以及产生 1.5 T 磁场的超导螺线管磁铁。

Belle II 探测器是 Belle 升级后的新一代 B 介子工厂实验中的大型综合谱仪系统。其架构包含以下关键改进：新加入硅像素探测器 (Pixel Vertex Detector, PXD) 和更大的硅顶点探测器组合以提升顶点分辨率，新的中心漂移室提高径迹重建效率、新增时间传播计数器 (Time of Propagation Counter, TOP) 和气凝胶环形成像切伦科夫探测器 (Aerogel Ring-imaging Cherenkov Detector, ARICH) 增强粒子鉴别能力，同时保留升级版 ECL 和 KLM 探测器，并维持 1.5 T 超导

磁体系统^[141]。图 2.9 通过横截面对比直观呈现了两代探测器的结构差异。下文将分别对 Belle 和 Belle II 探测器的各子系统进行介绍。

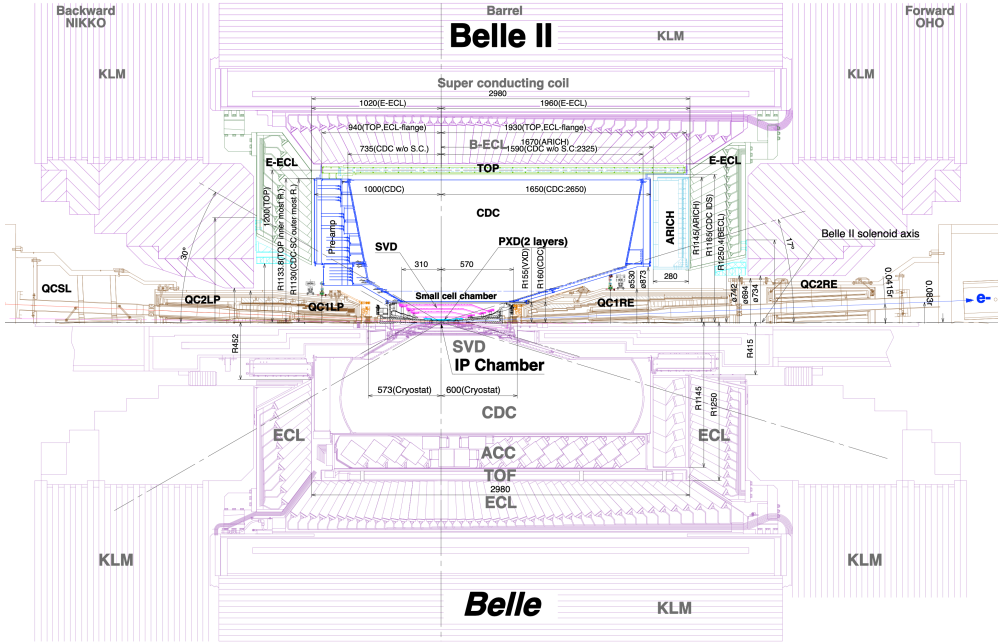


图 2.9 Belle 和 Belle II 探测器横切面对比图^[144]。

2.2.2.1 顶点探测器

顶点探测器 (Vertex Detector, VXD) 作为最内层的径迹探测装置, 主要用于测量 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 过程中两个 B 介子衰变顶点的差异, 以此确定衰变的时间差, 从而进行相关 CP 破坏现象的测量。此外, 还用于测量其他涉及 D 介子和 τ 轻子衰变道的顶点信息。

• Belle

Belle 实验在运行期间先后部署了两代硅顶点探测器: SVD1 和 SVD2^[147,148] (见图 2.10)。SVD1 由三层圆柱桶型双面硅条探测器 (Double Sided Si-strip Detectors, DSSD) 构成, 分别位于半径 30 mm、45.5 mm 和 60 mm 处, 极角覆盖范围为 $23^\circ < \theta < 139^\circ$, 对应 4π 立体角的 86%。然而, 该覆盖范围小于中心漂移室的径迹探测角度接受范围, 且因辐射损伤导致探测器性能逐渐退化, 遂于 2003 年由 SVD2 替代。

SVD2 在 SVD1 的基础上进行了一系列优化: 其极角覆盖范围扩展至 $17^\circ < \theta < 150^\circ$, 与中心漂移室的径迹探测角度接受范围完全匹配; 同时,

最内层探测器更靠近 IP，有效降低了顶点重建中多次散射的影响。此外，SVD2 在硅传感器和前端电子学的抗辐射性能方面也进行了针对性改进，进一步提升了探测器的稳定性和使用寿命。

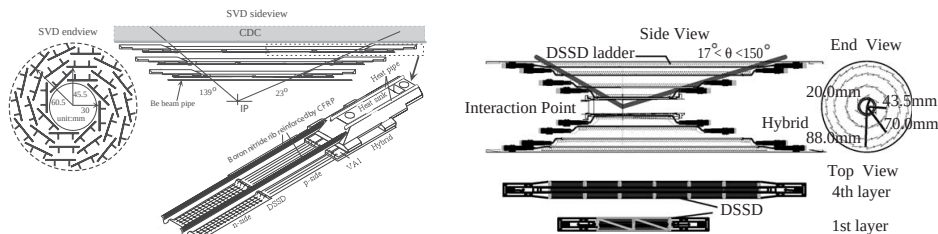


图 2.10 Belle 实验中 SVD1 和 SVD2 结构示意图^[147,148]。

• Belle II

Belle II 实验上的顶点探测器由硅像素探测器与硅顶点探测器构成复合式径迹测量系统（结构示意见图 2.11）。该系统最内层为双层 P 沟道场效应晶体管（Depleted P-channel Field Effect Transistor, DdPFET）技术的 PXD（厚度 $75\mu\text{m}$ ）；外层则是四层双面硅微条 SVD（厚度 $300\text{--}320\mu\text{m}$ ）。为降低前向接受度边缘的材料预算，最外侧三层 SVD 采用倾斜传感器布局。整个 VXD 系统由 CDC 包覆，形成协同探测体系^[149]。

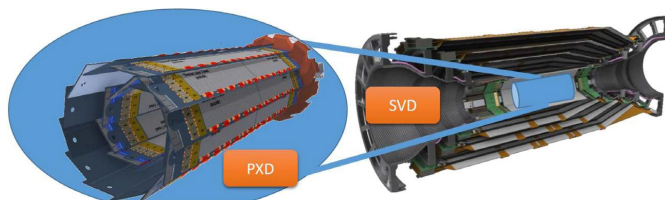


图 2.11 Belle II 实验中 VXD 系统构造图^[149]。

如前所述，电子束（7 GeV）与正电子束（4 GeV）的非对称能量配置导致质心系洛伦兹推进因子使得质心系的洛伦兹推进因子 $\beta\gamma = 0.28$ ，约为 Belle 探测器的 $\frac{2}{3}$ ，这使得一个事例中两个 B 介子顶点的分离度减小。然而，通过将束流管半径缩小为 10 mm（约为 KEKB 的 $\frac{2}{3}$ ）有效补偿了顶点分离度下降的影响。因此 Belle II 中 SVD 和 PXD 的顶点测量性能预期与 Belle 相当或更优。

2.2.2.2 中心漂移室

中心漂移室 (CDC) 在 Belle 和 Belle II 中的作用包括测量动量、追踪径迹、提供触发信号以及粒子鉴别^[150]。

• Belle

CDC 采用轴向非对称构型设计 (结构示意图 2.12)，其几何参数如下：轴向覆盖角 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ ，内半径 103.5 mm (无阻挡壁设计以提高对低横向动量径迹 (p_t) 的追踪效率)，外半径 874 mm，前/后向锥形结构在最大化接受度的同时规避加速器组件干涉。

由于 Belle 实验上带电粒子的动量主要在 1 - 2 GeV/c，多次散射效应对动量分辨率的影响占主导地位。于是使用 10 mm 厚的铝端板，以及 5 mm 和 0.4 mm 厚的碳纤维增强聚合物来制作外层和内层圆柱。漂移室填充低原子序数的氨基混合气体 ($\text{He} : \text{C}_2\text{H}_6 = 1 : 1$)。

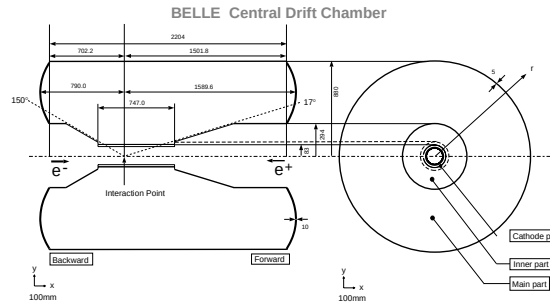


图 2.12 Belle 实验 CDC 结构示意图^[137]。

电离能损 (dE/dx) 是粒子鉴别的核心参数，其与粒子速度 β 存在依赖关系。如图 2.13 所示，对于最小电离的 π 介子、Bhabha 散射或 μ 子对径迹，观测到的 dE/dx 分辨率分别为 7.0%、5.5% 或 5.7%^[151]。

• Belle II

Belle II 实验上，CDC 起着三个重要作用：带电粒子径迹重建、基于 dE/dx 的粒子鉴别、以及为带电粒子提供高效且可靠的触发信号^[140]。Belle II 的 CDC 沿用了其前身的总体结构，主要部分包括超层线配置、单元结构、线材料和气体混合物。表 2.6 详细对比了升级前后 CDC 的主要参数。

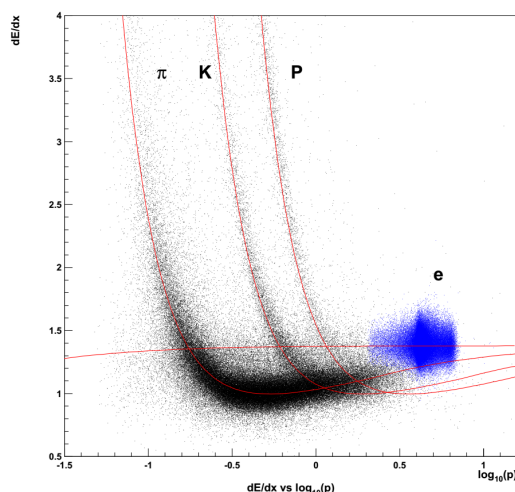


图 2.13 Belle 实验 CDC 中 dE/dx 随动量的变化曲线^[151]。

为适应 SuperKEKB 对撞机的高亮度环境，CDC 实施三项关键升级：（1）提升前端电子学系统单位死时间内进行处理的触发率；（2）内半径扩展至 160 mm 以降低辐射损伤并为内层的 SVD 提供更大空间；（3）开发三维触发算法，提供 z 向触发信息以帮助压低本底事例。

表 2.6 Belle 和 Belle II 实验关于 CDC 的主要参数^[140]。

参数项	Belle	Belle II
内筒半径 (mm)	77	160
外筒半径 (mm)	880	1130
最内侧信号丝半径 (mm)	88	168
最外侧信号丝半径 (mm)	863	1111.4
层数	50	56
信号丝总数	8400	14366
气体	He-C ₂ H ₆	He-C ₂ H ₆
信号丝直径 (μm)	30	30

2.2.2.3 粒子鉴别系统

在 Belle 实验中，粒子鉴别是通过 TOF、CDC 和 ACC 来实现的^[151]。这些子探测器提供几乎独立的测量结果，并且在不同的动量区间下对 K 介子的鉴别效果尤其好。然而，对于各种衰变产生的所有粒子来说，其有效动量范围还是不够宽。

在 Belle II 实验中，需要在高达约 4 GeV/ c 的动量范围内实现良好的 π/K

介子鉴别能力，因此又为粒子鉴别系统增加了 ARICH 与 TOP 子探测器。

• Belle

Belle 实验 TOF 系统在 1.5T 磁场环境下实现时间分辨率 $\sigma_t < 100$ ps，于 $p < 1.2$ GeV/c 动量区间（覆盖 90% $\Upsilon(4S)$ 衰变末态粒子的动量区间）达成 π/K 介子 3σ 分离度^[138]。该系统由 128 个塑料闪烁体 TOF 计数器与 64 个薄型触发闪烁计数器（Thin Trigger Scintillator Counter, TSC）构成模块化阵列（结构示意见图 2.14），每个模块包含梯形 TSC 计数器与 TOF 闪烁体，带有 1.5 cm 的间隙以规避光子转换（gamma conversion）本底。探测器阵列布设于对撞点径向 1.2 m 处，覆盖极角范围 $34^\circ < \theta < 120^\circ$ ^[139]。

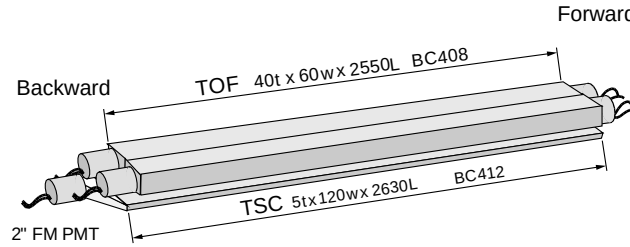


图 2.14 Belle 实验中 TOF/TSC 模块结构图^[140]。

Belle 实验 ACC 系统由 1188 个二氧化硅气凝胶模块构成，分为桶部和前向端盖部分（结构示意见图 2.15），其折射率梯度设计满足不同动量区间的粒子鉴别需求：桶部区域（ $|\cos\theta| < 0.71$ ）采用 $n = 1.010 - 1.028$ 梯度气凝胶，覆盖 1.2 – 3.5 GeV/c 动量范围；前向端盖（ $0.71 < |\cos\theta| < 0.91$ ）采用 $n = 1.030$ 气凝胶，适用于相对低动量粒子鉴别。该探测器在 1.5 T 的磁场中运行，每个气凝胶模块配置 1 到 2 个 FM-PMTs 进行探测。

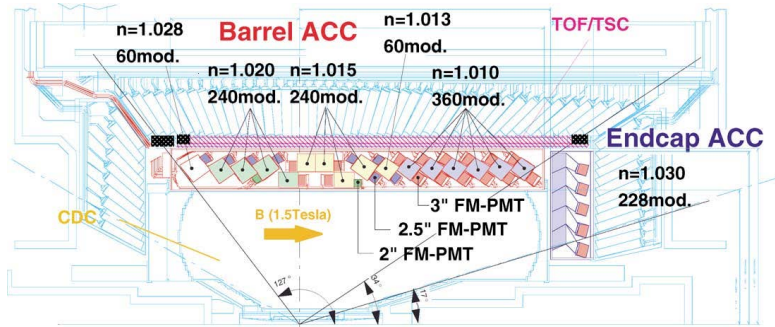


图 2.15 Belle 实验中 ACC 阵列结构图^[152]。

- Belle II

Belle II 探测器桶部区域采用 TOP 实现带电粒子鉴别^[153]。TOP 是一种紧凑型的全内反射切伦科夫环成像探测器，该探测器由 2.7 m 长超高透光率石英辐射体、球面聚焦镜及 16 通道微通道板光电倍增管（16ch Micro Channel Plate(MCP)-PMTs）阵列组成（见 2.16 (a)）。当带电粒子穿过石英辐射体时，产生的切伦科夫光子经过超 100 次全内反射后，由 MCP-PMTs（时间分辨率 $\sigma_t \sim 50$ ps）记录光子到达时间与空间分布。

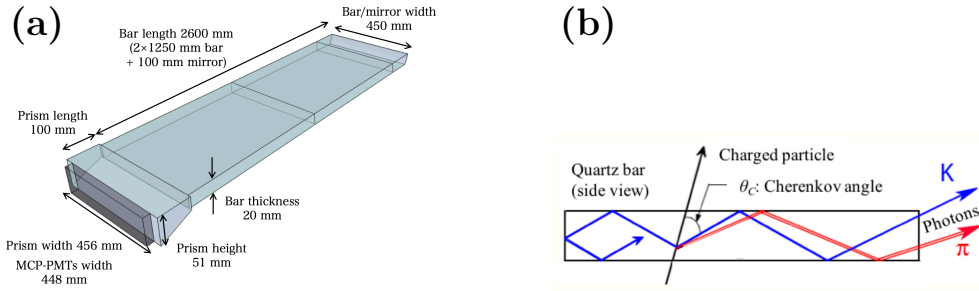


图 2.16 Belle II 实验 TOP 的 (a) 一个模块和 (b) 原理图^[144,153]。

Belle II 探测器前端粒子鉴别系统采用 ARICH 探测器，通过双层梯度折射率气凝胶辐射体中发出的切伦科夫角差异实现带电粒子鉴别^[154]。由于 CDC 和电磁量能器之间的空间有限，所以采用了近聚焦技术，并集成混合雪崩光子探测器 (Hybrid Avalanche Photon-Detector)^[141]（结构示意见图 2.17）。该系统通过联合 TOP 的时间测量与 CDC 的 dE/dx 信息，使得 K 介子探测效率达到 94%， π 介子的误判率为 4%^[155]。

2.2.2.4 电磁量能器

Belle (II) 实验的 ECL 负责高效探测 B 介子衰变产生的光子和 π^0 介子，同时也具备电子与强子（特别是 π 介子）的鉴别能力，这对能量和位置分辨率提出了较高要求。此外，ECL 还承担触发信号生成功能，通过实时探测中性粒子和带电粒子，为实验提供高效的触发机制。

- Belle

ECL 系统由 3 m 长的桶部区域以及分别位于 $z = 1.96$ m 处的前向环形端盖和 $z = -1.02$ m 处的后向环形端盖组成，其中 z 坐标为相对于对撞点的

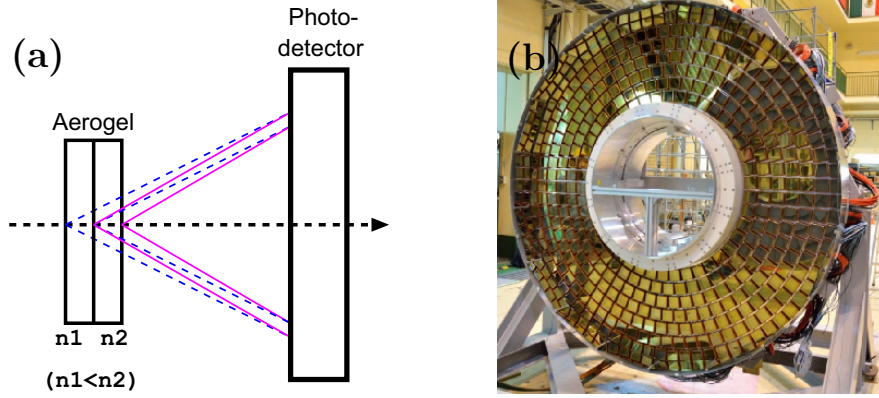


图 2.17 Belle II 实验 ARICH 探测器的 (a) 原理与 (b) 采用的光电探测器结构^[144,154]。

距离^[156] (如图 2.18所示)。量能器的极角覆盖范围为 $12.4^\circ < \theta < 155.1^\circ$ ，仅在桶部与端盖之间存在约 1° 宽的两个间隙。该系统采用高度分段的 CsI(Tl) 晶体阵列，并配备硅光电二极管进行信号读出，整体安装于超导螺线管磁体内部 1.5 T 的磁场环境中。CsI(Tl) 晶体具有优异的物理特性，如高光输出产额，能够有效提升探测性能^[138]。

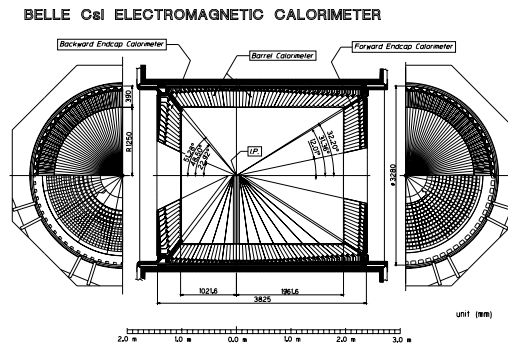


图 2.18 Belle 实验 ECL 结构示意图^[144]。

• Belle II

Belle II 实验的晶体配置与 Belle 实验相同。三个探测器区域，即桶部以及前向和后向端盖，总共配备了 8736 根晶体，覆盖了质心系中约 90% 的立体角。ECL 的几何参数见表 2.7。

在 Belle 实验中，基于 ECL 测得的能量分辨率为 $\sigma_E/E = 4\% @ 100 \text{ MeV}/c$ 、 $1.6\% @ 8 \text{ GeV}$ ，角度分辨率在低（高）能区分别达到 13 mrad (3 mrad)， π^0

表 2.7 Belle II 实验上 ECL 的几何参数^[157]。

	θ 覆盖范围	晶体数目
前端盖	$12.4^\circ - 31.4^\circ$	1152
桶部	$32.2^\circ - 128.7^\circ$	6624
后端盖	$130.7^\circ - 155.1^\circ$	960

介子质量分辨率为 $4.5 \text{ MeV}/c^2$ ^[158]；而在无本底干扰条件下，Belle II 实验预期可保持同等量级的性能指标^[157]。

然而，由于 Belle II 实验中预计本底水平更高，CsI (Tl) 晶体相对较长的衰变时间（约 $1 \mu\text{s}$ ）会显著增加来自相邻（本底）事件的脉冲重叠。为了减轻由此产生的大量堆积本底，读出电子设备已被一种新的电路板取代，即 Shaper-DSP 板^[159]。此外，还对于能量校准，ECL 前端设备本底率降低等问题进行了改进^[157]。

2.2.2.5 K_L 和 μ 子探测器

KLM 探测系统作为 Belle (II) 实验的核心子探测器，采用铁吸收体与有源探测器交替层叠结构，位于超导螺线管磁体外侧，主要承担动量大于 $600 \text{ MeV}/c$ 的 K_L 介子与 μ 子鉴别任务。

• Belle

Belle 实验上 KLM 由玻璃电极型电阻板室 (Glass-Electrode RPC) 与 4.7 cm 厚的铁板交替堆叠而成^[157]，覆盖极角范围 20° 到 155° ，其中桶部区域 (45° 到 125°) 采用八边形对称布局，包含 15 层 RPC 探测器层与 14 层铁板吸收层，前/后端盖 (20° 到 155°) 各配置 14 层 RPC。该结构为垂直入射粒子提供 3.9 个相互作用长度的物质厚度，结合 CDC 径迹外推信息，实现 μ 子探测效率 $\epsilon_\mu \simeq 90\% @ 2 \text{ GeV}/c$ 。对于 K_L 介子，通过分析其在 ECL 与 RPC 中产生的强子簇射空间分布等信息（但无法获取能量沉积信息），可实现对 K_L 的鉴别^[157,160]。

• Belle II

鉴于 Belle II 实验束流亮度提升导致的辐射本底增强（如 Bhabha 散射过程带来的电磁簇射所生成的大量中子），原 RPC 系统在端盖及桶部最内两

层等区域面临较高的本底击中率。RPC 在放电后因电场恢复所需的较长死时间，使其在高本底击中率下探测效率显著下降，甚至部分区域将完全失效，从而导致 μ 子误判率显著升高^[140]。为应对这一问题，Belle II 实验将端盖及桶部最内两层的 RPC 替换为配备波长移位光纤的闪烁体条带层，有效提升了高本底环境下的探测性能^[157]。

表 2.8 总结了 Belle II 相较于 Belle 实验的基本性能。关于 Belle 和 Belle II 性能的更多详细信息，可参考文献^[139,140,161]。

表 2.8 Belle (II) 探测器基本性能^[157]。

测量项目	实验装置	性能指标
B 顶点重建 (典型值)	Belle	z 方向分辨率 $\sigma_z = 61 \mu\text{m}$
	Belle II	z 方向分辨率 $\sigma_z = 26 \mu\text{m}$
径迹动量分辨率	Belle	$\sigma_{p_t}/p_t = 0.0019p_t [\text{GeV}/c] \oplus 0.0030/\beta$
	Belle II	$\sigma_{p_t}/p_t = 0.0011p_t [\text{GeV}/c] \oplus 0.0025/\beta$
K/π 鉴别	Belle	动量 $p = 2 \text{ GeV}/c$ 时： K 介子效率 $\epsilon_K \simeq 0.85$ 、 π 介子误判率 $\epsilon_\pi \simeq 0.10$
	Belle II	动量 $p = 2 \text{ GeV}/c$ 时： K 介子效率 $\epsilon_K \simeq 0.90$ 、 π 介子误判率 $\epsilon_\pi \simeq 0.04$
量能性	Belle	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.066\%}{E} \oplus \frac{0.81\%}{E^{-4}} \oplus 1.34\%$
	Belle II	$\frac{\sigma_E}{E} = 7.7\%$ at 0.1 GeV , 2.25% at 1 GeV
μ 子鉴别	Belle	横向动量 $p_t > 0.8 \text{ GeV}/c$ 径迹： μ 子探测效率 $\epsilon_\mu \simeq 0.90$ 、误判率 $\epsilon \simeq 0.02$
	Belle II	横向动量 $p_t > 1 \text{ GeV}/c$ 径迹： μ 子探测效率 $\epsilon_\mu = 0.92 - 0.98$ 、误判率 $\epsilon = 0.02 - 0.06$
一级触发系统	Belle	典型平均频率 500 Hz ，强子事例触发效率 $\epsilon_{\text{hadron}} \simeq 1$
	Belle II	最大平均频率 30 kHz ， $\epsilon_{\text{hadron}} \simeq 1$
数据获取系统	Belle	500 Hz 触发率下死时间 $\sim 5\%$
	Belle II	30 kHz 触发率下死时间 $< 3\%$

2.2.3 数据样本

Belle 实验于 1999 年 6 月 1 日正式启动数据采集，此后每年持续运行 6 至 9 个月，直至 2010 年 6 月 30 日终止运行。如图 2.19 所示，实验累计获得总积分亮度达 1040 fb^{-1} ^[139]。该实验主要在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰能量处采集数据，以研究 B 介子衰变过程。为确定非 $B\bar{B}$ 本底贡献，实验周期内每两个月约分配 10% 的运行时间，在共振峰能量以下 60 MeV 处采集非共振 (Off-peak) 数据。首组非

$\Upsilon(4S)$ 数据于 2005 年在 $\Upsilon(5S)$ 共振峰能量处进行为期三天的短期采集, 同年亦采集 $\Upsilon(3S)$ 共振态数据以研究 $\Upsilon(1S)$ 的不可见衰变模式。最后一批 $\Upsilon(4S)$ 共振数据采集完成于 2008 年 6 月。在实验运行的最后两年, 除采集 $\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(2S)$ 及 $\Upsilon(5S)$ 共振态数据外, 还在 $\Upsilon(4S)$ 与 $\Upsilon(6S)$ 共振态之间能区进行扫描。

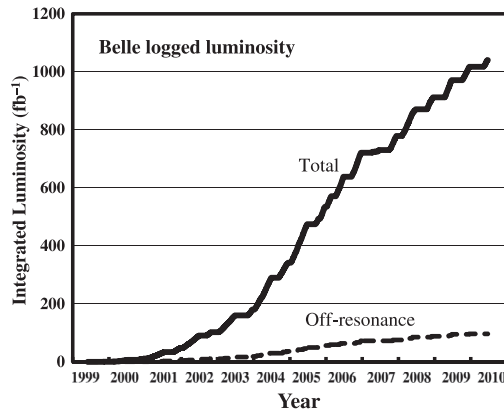


图 2.19 Belle 实验采集数据的积分数据^[139,162]。

表 2.19 列出了 Belle 实验在各质心能量 (CM energy) 下采集的积分亮度值, 该数值通过桶部 Bhabha 散射事例计算获得 (计算时已剔除因严重探测器故障导致无法用于物理分析的异常运行段)。亮度测量的系统误差约为 1.4%, 其统计误差通常远小于系统误差。对于 $\Upsilon(4S)$ 数据, 积分亮度按对应的顶点探测器硬件配置 (SVD1 与 SVD2) 分别列示。其余共振态数据及能区扫描数据均在 SVD2 配置下采集。

表 2.9 Belle 实验采集的数据及 Belle II 实验采集的 Run 1 数据样本信息^[139]。

实验	类型	积分亮度 (fb^{-1})
Belle	$\Upsilon(1S)$	5.7
	$\Upsilon(2S)$	24.9
	$\Upsilon(3S)$	2.9
	$\Upsilon(4S)$ SVD1	140.0
	$\Upsilon(4S)$ SVD2	571.0
	$\Upsilon(5S)$	121.4
	非共振数据	122.5
Belle II	$\Upsilon(4S)$	365.4
	$\Upsilon(5S)$	19.8
	非共振数据	42.7

Belle II/SuperKEKB 项目的发展历程可分为三个关键调试阶段: 第一阶段

实施于 2016 年春季，重点开展束流环流调试、加速器性能优化及束流本底研究^[163]，该阶段未执行束流对撞且未部署 Belle II 探测器；第二阶段自 2018 年 3 月持续至 7 月，首次在配备 Belle II 探测器（但未配备顶点探测器 VXD）的条件下实现 e^+e^- 对撞，尽管此时探测器与加速器系统配置接近完整，但仍属于正式数据采集前的准备阶段，最终测得积分亮度为 $(496.3 \pm 0.3 \pm 3.0) \text{ pb}^{-1}$ ^[164]；第三阶段自 2019 年 3 月延续至 2022 年 6 月，在部分 VXD 系统投入运行的条件下，于与 Belle 实验相同的底偶素能区开展物理数据采集，期间累积的数据样本（定义为 Run 1 数据样本）积分亮度达 $(427.87 \pm 2.01) \text{ fb}^{-1}$ ^[162]。本分析所采用实验数据的具体分布详见表 2.9。值得关注的是，Belle II 实验已于 2024 年启动第二阶段长期数据采集工作，其规划中的瞬时亮度发展曲线与积分亮度增长预期如图 2.20 所示。

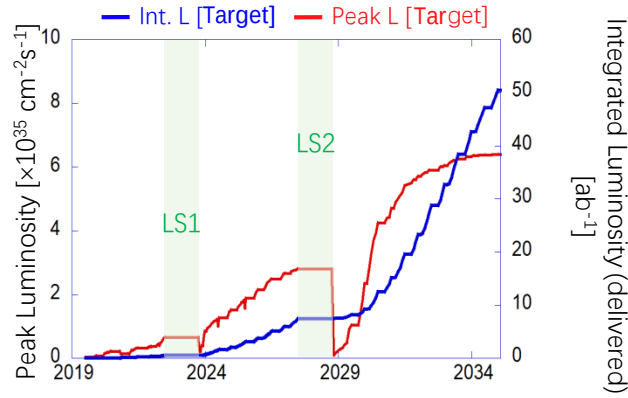


图 2.20 Belle II 实验数据采集的预期积分亮度与瞬时亮度目标。其中，“LS”代表长期停机维护 (Long shutdown time, LS) 阶段。

2.2.3.1 粲重子产生机制

在 Belle 与 Belle II 实验的粲物理研究中，粲重子的产生机制呈现两种典型模式^[65](图 2.21)：

(1) **连续产生机制**：通过 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 非共振过程产生，其中初态粲夸克对经强子化形成粲重子。该机制具有以下特征：

- 覆盖所有自旋-宇称态 (J^P) 的粲重子产生，尤其对高自旋态产生无压低
- 在 $\Upsilon(4S)$ 能区具有显著截面优势，实验测量截面 $\sigma_{c\bar{c}} \approx 1.3 \text{ nb}$ 。

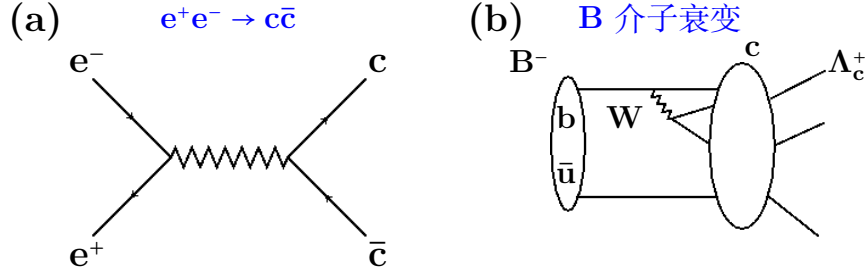


图 2.21 Belle (II) 实验上粲重子通过 (a) $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 连续过程产生和 (b) B 介子衰变产生。

- 主要本底源于 $B\bar{B}$ 介子对组合本底，可通过限制质心系动量有效压低。

(2) **B 介子衰变机制：**通过卡比玻允许的味改变弱过程 $b \rightarrow c$ 产生，特点包括：

- 强子化效率较低 ($\sim 10^{-2}$ 量级)
- 通过全重建 B 介子实现高信号纯度
- 基于 B 介子自旋为零的特性，可模型无关地确定粲重子自旋量子数
- 通过共振与非共振过程干涉分析宇称量子数

本论文将聚焦于 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 连续产生机制中的粲重子弱衰变过程展开实验研究。

2.3 本章总结

本章系统介绍了 BEPC、KEKB 和 SuperKEKB 对撞机及其对应探测器 BESIII、Belle 和 Belle II 的工作原理与结构组成，并详细阐述了各探测器为本分析提供的数据样本特性。

第 3 章 BESIII 实验上 h_c 介子强子衰变分支比的测量

3.1 研究背景

粲偶素的研究对于深入理解低能区 QCD 具有重要意义。尽管 QCD 在描述强相互作用的许多方面取得了显著成功，但在粲偶素衰变机制上的应用仍面临诸多挑战，尤其是实验测量与理论计算之间存在的显著不一致性^[165]。

P 波自旋单态粲偶素 h_c 直到 2005 年才被实验首次确认^[58,59]，此后，其性质成为实验和理论研究的热点。在理论方面，邝宇平基于微扰 QCD 和非相对论 QCD 的计算模型，分别给出了 h_c 衰变到轻强子末态的分支比预言值： $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow \text{light hadrons}) = (8.8 \pm 0.8)\%$ 或 $(48 \pm 7)\%$ ^[166]。类似地，Godfrey 和 Rosner 基于 QCD 下的理论模型给出的预言值则为 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow \text{light hadrons}) = 57\%$ ^[167]。这些理论预言之间的显著差异主要源于不同模型所采用的计算方法以及对各种影响因素的处理方式不同。在实验方面，近年来 BESIII 实验发现了 h_c 的主要衰变模式——电偶极 (Electric dipole, E1) 跃迁过程，其分支比为 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow \gamma \eta_c) = (57.66_{-3.50}^{+3.62} \pm 0.58)\%$ ^[168]，这一结果与相关理论预言值一致^[166,167]。然而，这也意味着接近一半的 h_c 衰变可能通过 non-E1 跃迁过程发生。尽管如此，如表格 3.1 所示，目前已知的 h_c 的 non-E1 跃迁过程仅占 $\sim 4\%$ ^[5,169–171]，这一空白激励我们进一步探索 h_c 的新衰变模式，以完善对其衰变机制的理解。

此外，相关研究对于验证理论预言和改进理论模型具有重要意义。在无质量的 QCD 模型中， $h_c(^1P_1)$ 衰变到 $p\bar{p}$ 的过程由于螺旋度选择规则被显著压低^[172]。然而，实验上关于衰变过程 $\eta_c/\chi_{c0} \rightarrow p\bar{p}$ 信号的发现^[5]，以及 h_c 可以在 $p\bar{p}$ 湮灭过程中产生的机制^[58]，均表明有限质量效应的贡献不可忽视。这些发现激发了对于衰变过程 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 的理论研究，并提出了一个约为 10^{-3} 量级的大分支比预言^[173,174]。然而，迄今为止的实验研究尚未观察到显著的信号。因此，进一步开展关于该过程的实验研究对于深入理解 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变中的基本动力学机制具有重要意义。

在本章的研究工作中，基于 BESIII 探测器在 2009 年、2012 年和 2021 年采

集的 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 事例^[133], 通过强子跃迁过程 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$, 对 h_c 粒子尚未发现的衰变模式进行了寻找。具体包括以下衰变模式: $h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ 、 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \omega$ 、 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ 、 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 以及 $h_c \rightarrow p \bar{p}$ 过程。

表 3.1 已知 h_c 的遍举衰变模式。其中“★”对应信号显著性大于 5σ 的过程、“☆”对应显著性于 $3 \sim 5\sigma$ 之间的过程。

衰变模式 ($h_c \rightarrow X$)	分支比
$J/\psi \pi^0$	$< 5 \times 10^{-4}$ [5]
$J/\psi \pi^+ \pi^-$	$< 2.7 \times 10^{-3}$ [5]
$p \bar{p}$	$< 1.5 \times 10^{-4}$ [5]
$p \bar{p} \pi^0$	$< 8 \times 10^{-4}$ [5]
★ $p \bar{p} \pi^+ \pi^-$	$(3.3 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ [5]
$p \bar{p} \pi^0 \pi^0$	$< 6 \times 10^{-4}$ [5]
☆ $p \bar{p} \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(4.4 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ [5]
★ $p \bar{p} \eta$	$(7.4 \pm 2.2) \times 10^{-4}$ [5]
★ $\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(1.36 \pm 0.16 \pm 0.14) \times 10^{-3}$ [169]
☆ $\pi^+ \pi^- \pi^0 \eta$	$(8.3 \pm 2.4) \times 10^{-3}$ [5]
★ $2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$(9.4 \pm 1.7) \times 10^{-3}$ [5]
$3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$< 1\%$ [5]
$\pi^+ \pi^- \eta$	$< 4 \times 10^{-4}$ [169]
$K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$< 7 \times 10^{-4}$ [5]
★ $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(3.8 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ [5]
$K^+ K^- \pi^+ \pi^- \eta$	$< 2.7 \times 10^{-3}$ [5]
☆ $K^+ K^- \pi^0$	$(3.26 \pm 0.84 \pm 0.36) \times 10^{-4}$ [169]
$K^+ K^- \pi^0 \eta$	$< 2.4 \times 10^{-3}$ [5]
☆ $K^+ K^- \eta$	$(3.13 \pm 1.08 \pm 0.38) \times 10^{-4}$ [169]
$2(K^+ K^-) \pi^0$	$< 2.8 \times 10^{-4}$ [5]
☆ $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	$(7.3 \pm 1.8 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ [170]
☆ $K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	$(3.2 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ [5]
(辐射衰变)	
★ $\gamma \eta_c(1S)$	$(60 \pm 4)\%$ [5]
★ $\gamma \eta'(958)$	$(1.40 \pm 0.11 \pm 0.04 \pm 0.10) \times 10^{-3}$ [171]
★ $\gamma \eta$	$(3.77 \pm 0.55 \pm 0.13 \pm 0.26) \times 10^{-4}$ [171]

3.2 数据和 MC 模拟样本

3.2.1 数据样本

本分析基于 BOSS709 环境, 采用 BESIII 探测器在 2009 年, 2012 年和 2021 年采集的 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 数据, 并结合 3.650 GeV 处的非共

振数据以估计连续本底影响。数据样本的详细信息见表 2.2。

3.2.2 MC 模拟样本

事例选择的优化、信号效率和物理本底的估计通过 MC 模拟实现。基于 GEANT4 模拟^[175] 的 boost 软件包含了 BESIII 探测器的几何和材料的模拟^[176]、探测器响应、数字化模型以及探测器运行条件和性能的追踪。单举 MC 是通过 KKMC^[177,178] 产生子生成，其中已知衰变过程按照 PDG 上的分支比通过 EVTGEN 产生^[179,180]、未知过程由 LUNDCHARM 产生^[181,182]。MC 产生时通过 PHOTOS 考虑了束流发散、初态辐射和末态辐射的影响^[183]。此外事例中还混合了一部分随机的触发记录的数据事例，而这些数据事例是已经考虑了存在的本底（比如束流相关的本底、宇宙射线、电子学噪声和热电缆）。BESIII 合作组官方共产生了一倍于真实数据亮度的单举 MC 样本，详细信息见表 3.2。

表 3.2 所使用 $\psi(3686)$ 单举 MC 样本的信息^[184]。

年份	事例数 ($\times 10^6$)
2009	106
2012	400
2021	2300

使用相空间 (Phase space, PHSP) 产生子模拟产生相应过程的遍举 MC 样本，用于研究信号道的探测效率等信息。表 3.3 列出了信号道 MC 样本的详细信息，包括产生子模型、衰变过程及样本事例数。同时也产生了各种可能的本底或中间态过程的 MC 样本，以评估本底贡献和中间态过程的影响，详见本底分析及附录 A 等章节。

3.3 一般事例选择标准

- **带电径迹：**事例中的带电轨迹由 MDC 中的击中点重建。合格的带电径迹需满足以下条件：(1) 来自对撞点，即沿束流方向的最小距离 $|V_z| < 10$ cm，垂直于束流方向的平面内最小距离 $V_r = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} < 1$ cm；(2) 满足探测器接受角限制 $|\cos \theta| < 0.93$ ，其中 θ 为带电径迹的极角。

表 3.3 信号 MC 样本的信息。所有过程都根据不同年份数据样本的比例产生，最后每个过程分别产生 3×10^6 事例。

衰变模式	产生子模型	衰变末态
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ $h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	PHSP	$3(\pi^+ \pi^-), 4\gamma$
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \omega$ $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	PHSP PHSP OMEGA_DALITZ PHSP	$3(\pi^+ \pi^-), 4\gamma$
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	PHSP	$2(\pi^+ \pi^-), 6\gamma$
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	PHSP	$2(\pi^+ \pi^-), 4\gamma$
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ $h_c \rightarrow p \bar{p}$ $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	PHSP	$p \bar{p}, 2\gamma$

自 BES 实验以来，许多分析通常对光子与带电径迹之间的夹角施加约束，以抑制来自带电径迹的辐射光子本底。然而，研究表明，在多径迹末态过程中施加此类夹角限制会导致显著的效率损失^[185]。BESIII 探测器相较于升级前的探测器具有更优的能量分辨率，来自带电径迹的假光子本底通常可在运动学拟合过程中被有效抑制。此外，本分析中的信噪比已足够高，如第 3.4.2、3.5.2、3.6.2 和 3.7.2 小节所示。因此，额外的约束条件在本分析中并非必要，故未采用该限制。若无特别说明，后续分析亦未使用此条件。

- **光子：**如 EMC 探测器部分所述，光子在 $C_sI(Tl)$ 晶体中产生电磁簇射，通过测量次级粒子的沉积能量实现对光子能量的精确测量。好光子径迹需满足以下条件：(1) 在桶部区域 ($|\cos \theta| < 0.8$) 的沉积能量大于 25 MeV，或在端盖区域 ($0.86 < |\cos \theta| < 0.92$) 大于 50 MeV；(2) 电磁簇射团的形成时间与对撞事例的时间差在 700 ns 以内，以抑制与事例无关的电子学噪声和能量沉积。

3.4 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程的研究

3.4.1 特定事例选择标准

已知信号过程 $\psi(3686) \rightarrow [h_c \rightarrow 3\pi^+3\pi^-[\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma]] [\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma]$ 的衰变末态包含两个 π^0 和三对 $\pi^+\pi^-$ 介子。因此，候选事例需满足以下条件：(1) 六条带电径迹，总电荷量为零；(2) 至少四个满足光子选择条件的光子候选。为重建 π^0 ，遍历候选光子的两光子组合，并通过运动学拟合施加对其不变质量谱施加质量约束 (One Constraint, 1C)，将光子对的不变质量约束到 π^0 的标准质量^[5]，并要求反应运动学拟合优劣的参数 $\chi^2_{1C} < 20$ ，以确保运动学拟合的可靠性。由此初步得到信号道的 π^0 事例，即“ π^0 -list”供后续进一步挑选信号事例使用。对于选出的带电径迹，通过顶点拟合确保来自同一个衰变顶点。为进一步压低本底并提高分辨，对筛选后的中性和带电径迹施加包含四动量守恒 (Four-momentum Constraint, 4C) 和两个 π^0 质量约束的运动学拟合 (Six Constraint, 6C)。对于存在多种 $\pi^0\pi^0$ 组合的事例，选择 χ^2_{6C} 最小的组合。运动学拟合后修正的四动量代替原本的四动量得以保存，用以后续的研究。

图 3.1 展示了信号 MC 中两个 π^0 的能量分布。位于 0.1 GeV 附近的狭窄峰源自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 中的单能 π^0 ，而较宽的分布则来自 h_c 衰变的 π^0 。结果表明，第一个 π^0 的能量通常低于第二个。因此将前者标记为 π^0_L ，后者标记为 π^0_H 。

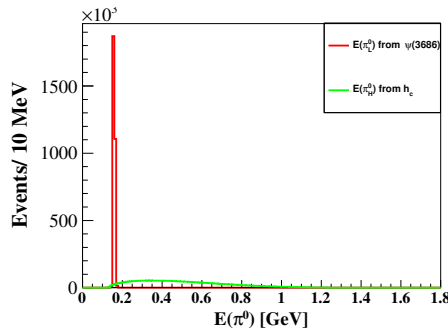


图 3.1 在 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程中 π^0 粒子的能量分布情况。其中红色的曲线代表的 π^0_L 来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程，绿色的曲线代表来自 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 的 π^0_H 。

此外，6C 拟合的 χ^2_{6C} 需小于 35，该截断值通过 Figure-of-merit (FOM) 优化方法确定，如图 3.2 所示。FOM 定义为 $FOM = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ ，其中 S 表示数据中信号事例的预期值，其通过相应探测效率、各子衰变过程及信号道初步分支比 (或上限) 归一化计算得到； B 表示单举 MC 样本中剩余事例数归一至数据后的期望本底事例数。每次优化均在其他选择固定的条件下进行，需通过多次迭代获得最终的最优选择条件。若无特殊说明，后续分析中 S 和 B 的定义与优化步骤均与此一致。

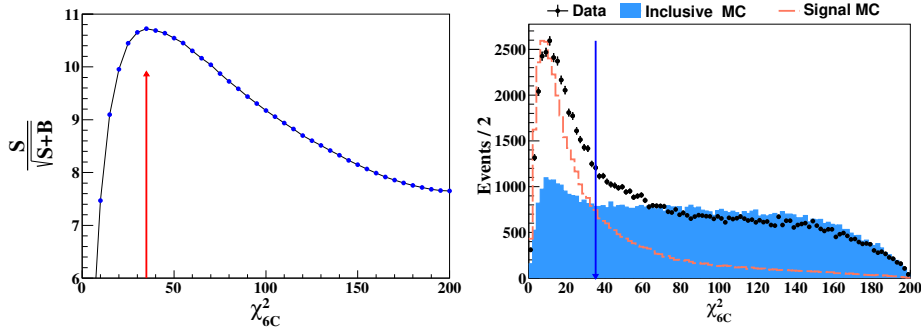


图 3.2 (左图) 关于 χ^2_{6C} 值优化的 FOM 值分布。(右图) 数据和 MC 样本关于 χ^2_{6C} 的分布比较。其中误差棒代表数据，红色的曲线代表信号 MC，蓝色阴影的直方图代表屏蔽信号事例后的单举 MC。如无特殊说明，在本章它们皆代表同样样本。

为抑制末态带电径迹相同但光子数目与信号道不同的本底污染 (如 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程)，信号事例需满足 $\chi^2_{4C}(4\gamma 3(\pi^+\pi^-)) < \chi^2_{4C}(3\gamma 3(\pi^+\pi^-))$ ，其分布比较如图 3.3 所示。其中， $\chi_{4C}(4\gamma 3(\pi^+\pi^-))$ 通过对与信号道末态一致的径迹进行 4C 运动学拟合获得， $\chi^2_{4C}(3\gamma 3(\pi^+\pi^-))$ 则通过对少一个光子的末态径迹进行 4C 运动学拟合获得。

以下介绍几种主要本底道过程的压低方法，所有质量窗区间均基于真实数据中相应粒子的质量分辨确定。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)J/\psi$ 的本底

如图 3.4 所示，数据中存在显著的 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)J/\psi$ 过程的 J/ψ 事例。通过要求 $\pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$ 的反冲质量谱不包含 J/ψ 质量窗内的事例，可有效压低该本底道，即 $|RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi}| > 12 \text{ MeV}/c^2$ 和

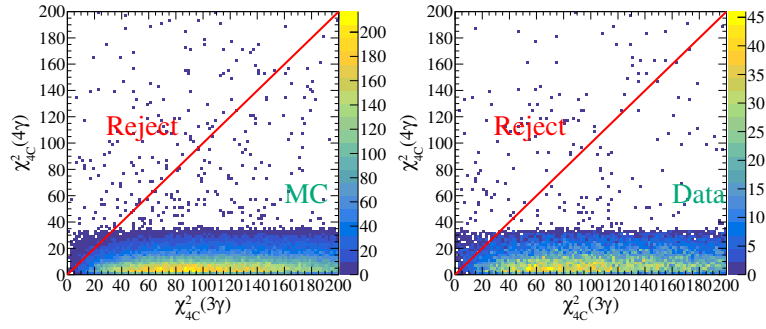


图 3.3 关于 $\chi^2_{4C}(4\gamma3(\pi^+\pi^-))$ 和 $\chi^2_{4C}(3\gamma3(\pi^+\pi^-))$ 比较的散点图。其中于红线左上方内的事例是将被 $\chi^2_{4C}(4\gamma3(\pi^+\pi^-)) < \chi^2_{4C}(3\gamma3(\pi^+\pi^-))$ 所移除的。

$|RM(\pi^0\pi^0) - m_{J/\psi}| > 30 \text{ MeV}/c^2$, 其中 $M_{J/\psi}$ 为 J/ψ 的标准质量^[5]。上述本底道候选事例通过在九种 $RM(\pi^+\pi^-)$ 组合中选取不变质量最接近 J/ψ 标准质量的组合确定, 即 $\Delta_{\min} = \sqrt{(RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi})^2}$ 。

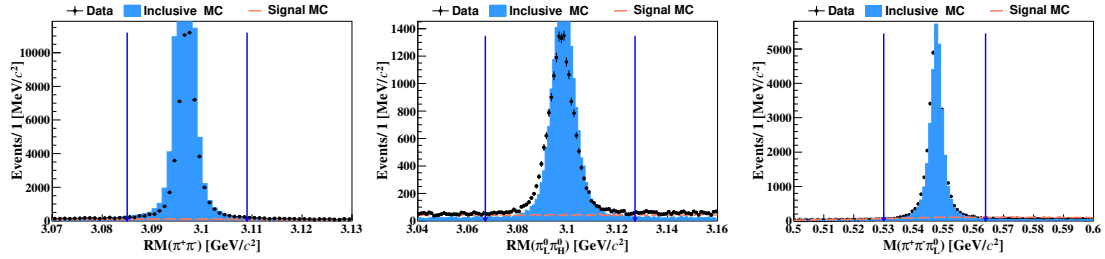


图 3.4 数据和 MC 样本 (左图) 关于 $RM(\pi^+\pi^-)$ 的分布。(中图) 关于 $RM(\pi^0\pi^0)$ 的分布。(右图) 关于 $RM(\eta)$ 的分布。

• 压低含有 η 的误组合本底

此类本底可能源自 $\psi(3686) \rightarrow \eta J/\psi, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_L, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程。如图 3.4 所示, 通过在 $M(\pi^+\pi^-\pi^0_L)$ 上施加质量窗限制, 如 $|M_{\pi^+\pi^-\pi^0_L} - M_\eta| < 17 \text{ MeV}/c^2$, 可有效压低该本底。

3.4.2 本底研究

施加完上述全部选择条件后的数据和 MC 样本关于 $3(\pi^+\pi^-)\pi^0_H$ 的不变质量谱分布如图 3.5 (左图) 所示, 可以看到清晰的 h_c 信号事例、并且单举 MC 样本

中的本底也无明显的峰状贡献。

下面会依据单举 MC 样本、以及连续区数据样本对潜在的本底事例进一步检查。后续研究也将采取相同的本底研究策略。

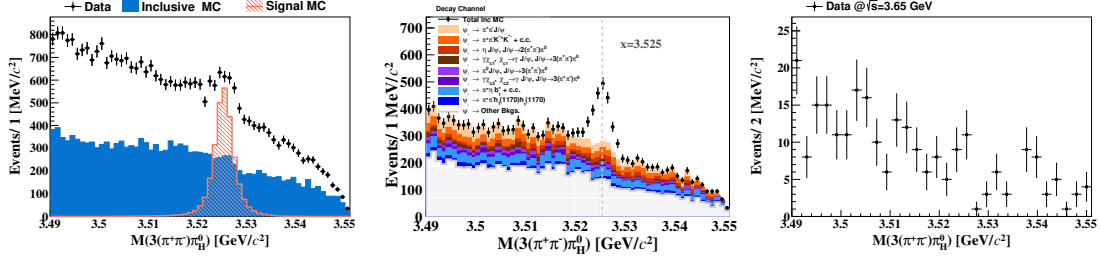


图 3.5 施加所有选择条件后的 $3(\pi^+\pi^-)\pi_H^0$ 不变质量谱分布。(左) 来自数据。(中) 来自单举 MC。(右) 来自连续区数据。

3.4.2.1 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底

在施加了上述所有选择条件后，为研究剩余本底情况及其贡献，使用 TopoAna 工具^[186] 对官方产生的 $\psi(3686)$ 单举 MC 事例进行了拓扑分析 (Topology Analysis)。结果显示未发现明显的峰状本底，如图 3.5 (中图) 所示。表格 3.4 列出了具体的剩余本底道及其贡献。

表 3.4 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)2\pi^0$	1725
2	$\psi' \rightarrow \pi^+\eta b_1^- + c.c.$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)2\pi^0$	1622
3	$\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- K^{*+} K^{*-}$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)2\pi^0$	1279
4	$\psi' \rightarrow \eta J/\psi, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)2\pi^0$	704
5	$\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- h_1(1170) h_1(1170)$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)2\pi^0$	495
6	$\psi' \rightarrow \pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow 3(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)2\pi^0$	483
7	$\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c1}, \chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi, J/\psi \rightarrow 3(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0 2\gamma$	478
8	$\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi, J/\psi \rightarrow 3(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0 2\gamma$	442

3.4.2.2 来自连续区数据的本底

为评估来自连续区数据的本底贡献，将相同的事例选择条件应用于质心系 $\sqrt{s}=3.65$ GeV 的连续区数据样本 (相应数据信息详见表 2.2)。最终 $3(\pi^+\pi^-)\pi_H^0$ 的不变质量谱如图 3.5 (右) 所示，仅剩余少量事例且未观察到与 h_c 相关的峰状

本底。因此，可忽略来自连续区本底的影响。

3.4.3 探测效率

如前所述， $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 和 $h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ 过程均采用 PHSP 模型模拟产生。然而，可能的中间态过程会影响探测效率，因此对 $M(\pi\pi)$ 和 $M(\pi\pi\pi)$ 等不变质量谱进行了检查，如图 3.6 所示。图中误差棒代表已扣除本底贡献的真实数据，本底贡献由单举 MC 根据其真实数据事例数的比例归一化，即 $\frac{(4.48+22.6) \times 10^8}{(5.06+23) \times 10^8}$ 。数据中可见显著的 ρ 和 ω 信号。

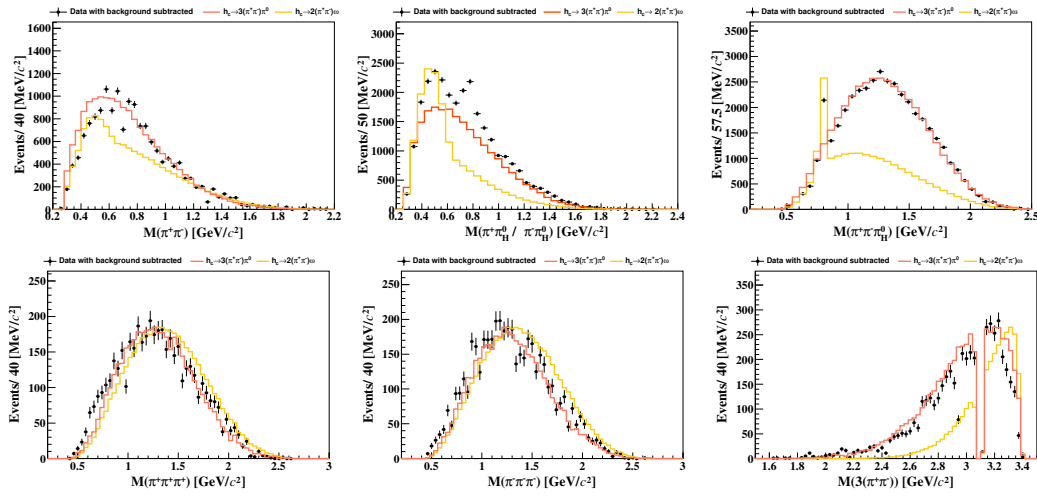


图 3.6 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ 衰变过程，来自 h_c 信号区间事例在 $\pi^+ \pi^-$, $\pi^\pm \pi^0$, $\pi\pi\pi$ 等不变质量谱上的分布。其中关于 $\pi^+ \pi^-$, $\pi^\pm \pi^0$, 或 $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 的分布是所有可能组合堆叠后的情况。

基于 MC 模拟方法，本研究对相关中间态过程进行了系统性研究，各过程的详细信息及探测效率见表 3.5。考虑到不同中间态过程的探测效率存在显著差异，本研究通过确定各过程的产额贡献，对其影响进行了估计，具体计算方法详见附录 A。实验观测结果表明，各中间态过程的信号产额显著高于直接多体衰变过程，这一现象暗示可能存在更为复杂的中间态过程组合。然而，由于精确确定各过程比例存在较大困难，本研究将其作为系统误差的主要来源之一进行处理。最终，本研究仍采用 PHSP 模型描述信号道的探测效率：2009，2012 和 2021 年对应的 MC 样本对应的探测效率分别为 5.10%，4.52% 和 4.65%，经

加权平均后得到整体探测效率为 4.64%。事例筛选流程对探测效率的影响已系统总结于表 3.6。

表 3.5 不同中间态过程以及 PHSP 过程的探测效率及其差异。

衰变模式	ε (%)
$h_c \rightarrow \rho^0 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	4.53
$h_c \rightarrow \rho^- 2(\pi^+ \pi^-) \pi^+$	4.37
$h_c \rightarrow \rho^+ 2(\pi^+ \pi^-) \pi^-$	4.43
$h_c \rightarrow \omega 2(\pi^+ \pi^-)$	4.13
$h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	4.64

表 3.6 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c (\rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0)$ 探测效率筛选流程表。

选择条件	事例数	累积效率 ε (%)	相对效率 (%)
产生事例	3000000	100	-
$N_{charged}=6$	1312619	43.75	43.75
$N_\gamma \geq 4$	828917	27.63	63.15
顶点拟合	799029	26.63	96.39
6C 运动学拟合	330573	11.02	41.37
压低 $3\gamma 3(\pi^+ \pi^-)$ 末态本底	308866	10.30	93.43
通过 $\pi^+ \pi^-$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	277664	9.26	89.90
通过 $\pi^0 \pi^0$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	252907	8.43	91.08
压低含 η 的误组合本底	213337	7.11	84.35
$\chi^2_{6C} < 35$	139550	4.65	65.41
$M(3(\pi^+ \pi^-) \pi^0) \in (3.49, 3.551) \text{ GeV}/c^2$	139122	4.64	99.63

3.4.4 信号产额的抽取

3.4.4.1 寻找 $h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ 衰变模式

h_c 信号产额的抽取通过对 $3(\pi^+ \pi^-) \pi^0_{\text{H}}$ 的不变质量谱进行最大似然值拟合实现。拟合函数如下：

$$N_{\text{sig}}^{\text{obs}} \cdot (\text{MCShape} \otimes \text{Gaussian}(m, \sigma)) + N_{\text{bkg}}^{\text{obs}} \cdot \text{ARGUS}(r, s, p), \quad (3.1)$$

其中，信号通过 MC 模拟的形状卷积高斯函数描述，高斯函数用于表征数据与 MC 之间的分辨差异；本底形状由 ARGUS 函数描述^[187]。

$$\text{ARGUS}(r, s, p) = \begin{cases} u^p \cdot \exp(s \cdot u) & (x/r < 1, u = 1 - (x/r)^2) \\ 0 & (x/r \geq 1). \end{cases} \quad (3.2)$$

其中, 参数 r 、 s 与 p 分别定义为阈值、斜率因子及幂次系数。参数 r 固定为 $\psi(3686)$ 介子与 π^0 介子的质量差, 即 $m(\psi(3686)) - m(\pi^0) = 3.551 \text{ GeV}/c^2$, 其余参数均为自由参数。图 3.7 展示了拟合结果, h_c 的信号事例数为 $N_{\text{sig}}^{\text{obs}} = 835 \pm 102$, 基于零假设下的似然值差异计算得到信号统计显著性^[188] 为 8.9σ 。

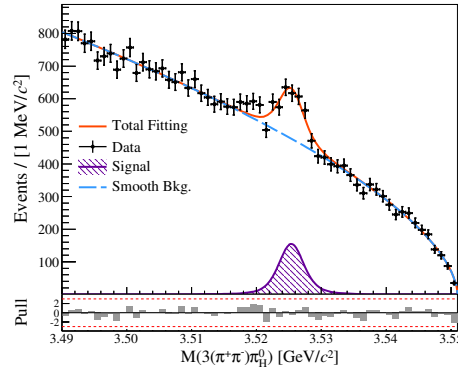


图 3.7 对数据中 $M(3(\pi^+\pi^-\pi_H^0))$ 拟合的结果。

3.4.4.2 寻找 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变模式

根据 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 中间态的研究, 数据中显示出丰富的中间态过程。以下介绍其中较为明显的可能中间态过程 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 的研究。

• 本底研究

可能的中间态过程 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 通过在 ω 信号区间内的事例进行分析, 而非- ω 事例则通过 ω 的边带区间来估计。信号区和边带区分别定义为: $[0.763, 0.803] \text{ GeV}/c^2$ 和 $[0.683, 0.723] \cup [0.803, 0.843] \text{ GeV}/c^2$, 其范围基于 MC 模拟中 ω 的质量分辨确定, 如图 3.8 (左图) 所示。 ω 边带的归一因子 $f_\omega = 0.500$ 通过比较信号区与边带区内的事例数确定, 如图 3.8 (中图) 所示。

图 3.8 (右图) 展示了 ω 信号区及边带区事例在 $3(\pi^+\pi^-\pi_H^0)$ 不变质量谱上的分布, 其中可见清晰的 h_c 信号。误差棒及绿色阴影直方图表示 ω 信

号区或边带区事例中 $\pi^+\pi^-\pi_H^0$ 所有组合的堆叠分布。值得注意的是，单举 MC 在 $[3.51, 3.52]$ GeV/c^2 区域内存在一处隆起，但是实验数据中并未观察到相应现象。通过进一步分析确认，该隆起对产额抽取无显著影响，具体讨论见附录 B。

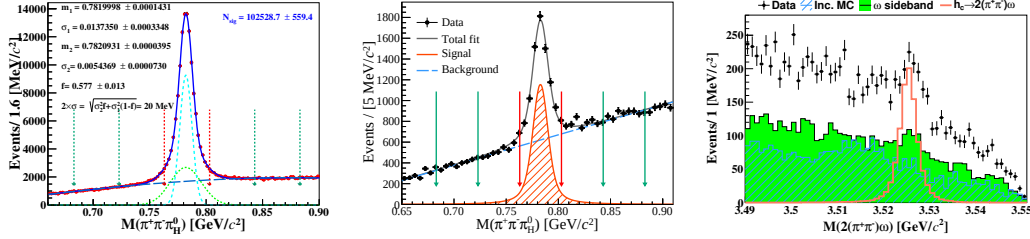


图 3.8 (左) MC 模拟事例中 ω 信号的拟合结果。(中) 施加所有选择条件后，数据事例在 $M(\pi^+\pi^-\pi_H^0)$ 上的分布，误差棒代表全部九种 $\pi^+\pi^-\pi_H^0$ 组合堆叠后的分布。红色箭头标记 ω 的信号区间，绿色箭头标记 ω 的边带区间。(右) 数据中来自 ω 信号区以及边带区的事例在 $M(2(\pi^+\pi^-)\omega)$ 上的分布。

• 探测效率

如图 3.9 所示，对 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 的可能中间态过程的各种不变质量谱组合进行了检查。结果表明，MC 与数据之间分布较为一致，表明中间态过程的贡献极小，因此可忽略其对探测效率的影响。

为确定探测效率，对 MC 样本中九种可能的 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不变质量谱组合进行拟合，探测效率定义如下：

$$\epsilon = \frac{N_{\omega}^{\text{obs}}}{N_{\text{gen}}}, \quad (3.3)$$

其中 N_{ω}^{obs} 为施加全部选择条件后观测到的 ω 信号区间内的 h_c 信号事例数， N_{gen} 为产生的 MC 样本总数。拟合结果如图 3.8 (左图) 所示，探测效率为 3.42%。

如前所述，在信号产额的提取过程中，必须考虑非- ω 本底的贡献。为避免引入额外的系统误差，本研究采用联合拟合的方法，即通过分析 ω 信号区及边带区事例在 $M(3(\pi^+\pi^-)\pi_H^0)$ 上的分布，从而提取 h_c 的净信号事例。

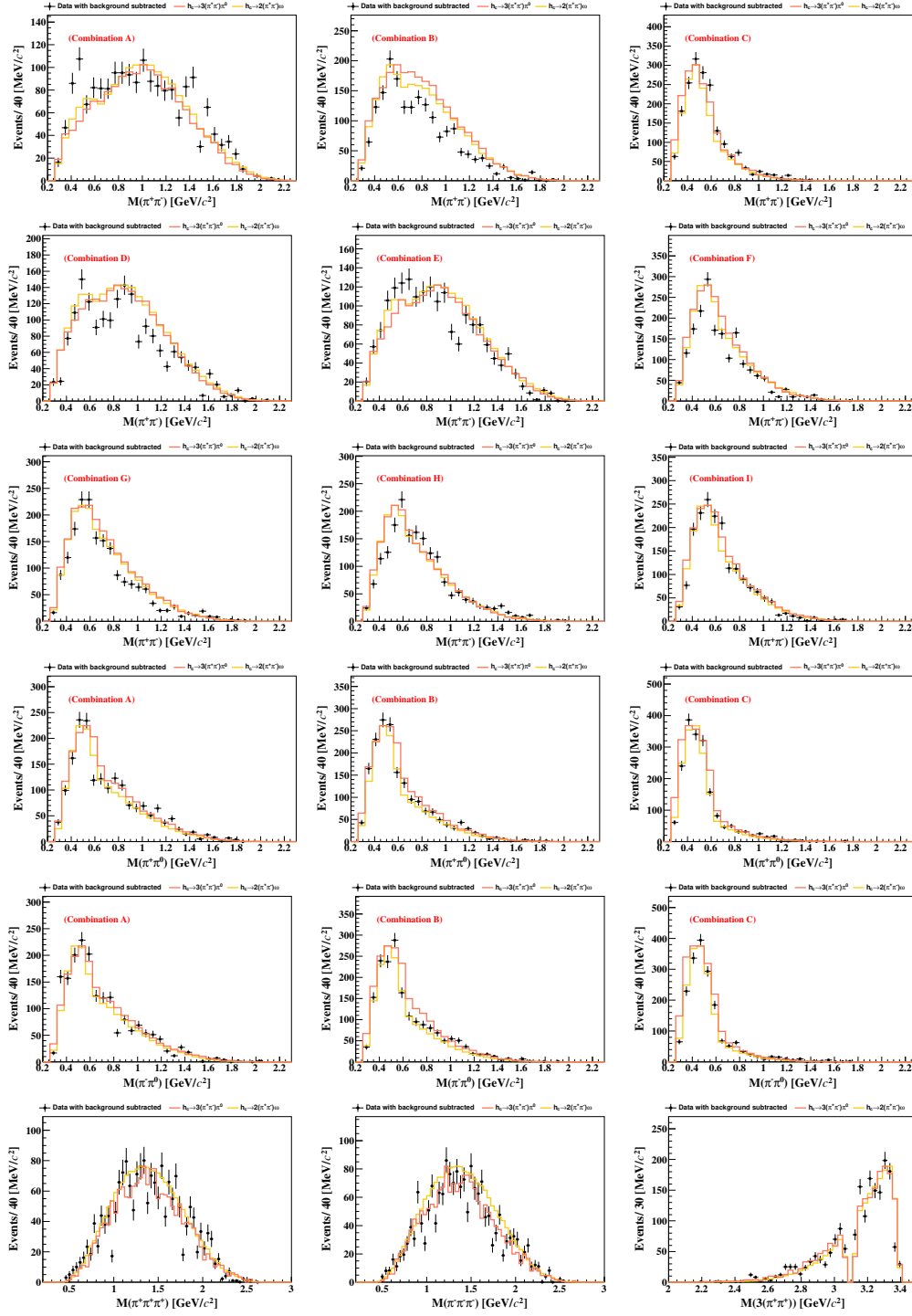


图 3.9 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变过程, 来自 h_c 的信号区间事例在 $M(\pi^+\pi^-)$ 、 $M(\pi^\pm\pi_H^0)$ 与 $M(\pi\pi\pi)$ 上的分布。

- 对于来自 ω 信号区间的事例，拟合表达式为:

$$N_{\text{sig}}^{\text{obs}} \cdot \text{SigMCShape} \otimes \text{Gaussian}(\sigma, m) + f_{\omega} \cdot N_{\text{bkg}}^{\omega \text{ SD}} \cdot \text{SigMCShape} + N_{\text{bkg}}^{\text{flat I}} \cdot \text{Argus}(r^I, s^I, p^I) \quad (3.4)$$

- 对于来自 ω 边带区间的事例，拟合表达式为:

$$N_{\text{bkg}}^{\omega \text{ SD}} \cdot \text{SigMCShape} \otimes \text{Gaussian}(\sigma, m) + N_{\text{bkg}}^{\text{flat II}} \cdot \text{ARGUS}(r^{\text{II}}, s^{\text{II}}, p^{\text{II}}) \quad (3.5)$$

其中，SigMCShape 表示 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程的 MC 模拟形状，而 ARGUS 函数用于描述未知但平滑的本底形状。此外，作为 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程的中间态过程， $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 模式在 h_c 的探测器分辨方面与前者一致，如图 3.10 所示。因此，在拟合中， h_c 信号的形状通过 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程的 MC 模拟形状卷积高斯函数来描述，其中高斯函数的参数固定为多体衰变模式 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 中相应函数的拟合结果，即 $m = 0.29 \pm 0.26 \text{ MeV}/c^2$ 和 $\sigma = 0.85 \pm 0.53 \text{ MeV}/c^2$ 。同时， $N_{\text{bkg}}^{\omega \text{ SD}}$ 作为联合拟合的公共参数。

图 3.11 展示的是拟合结果。关于 h_c 的信号产额是 $N_{\text{sig}}^{\text{obs}} = 237 \pm 51$ ，其统计显著性为 4.7σ 。

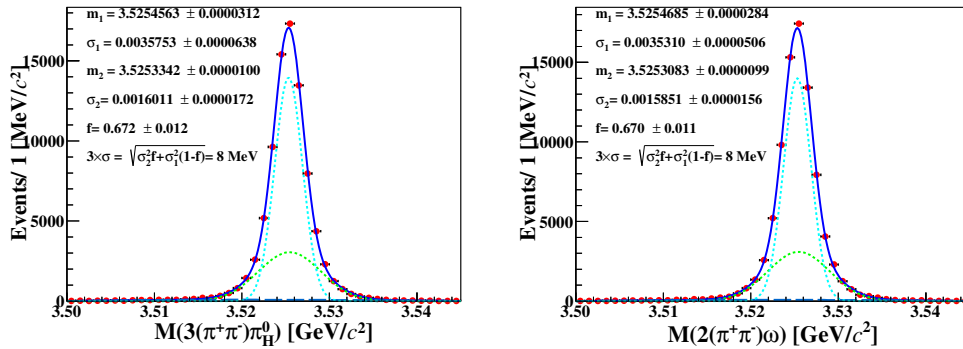


图 3.10 对来自 (左) $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 的 MC 模拟样本、以及 (右) $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ MC 模拟样本关于 h_c 分辨的拟合结果。

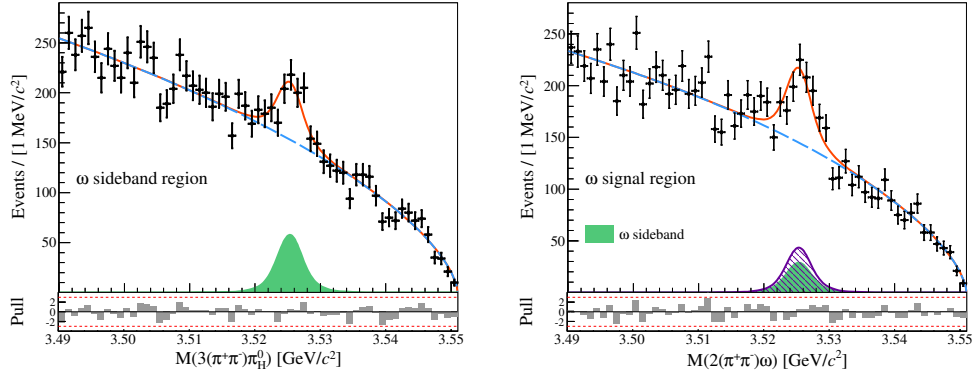


图 3.11 对数据中 (左) $M(3(\pi^+\pi^-)\pi_H^0)$ 与 (右) $M(2(\pi^+\pi^-)\omega)$ 的不变质量谱联合拟合的结果。

3.5 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 过程的研究

3.5.1 特定事例选择标准

在 $\psi(3686) \rightarrow [h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)[\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma][\eta \rightarrow \gamma\gamma]] [\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma]$ 衰变过程中, 包含两个 π^0 、一个 η 和两对 $\pi^+\pi^-$ 介子。基于此, 候选事例需满足以下条件: (1) 四条带电径迹且总电荷量为零; (2) 至少六个好光子候选。为了重建 π^0/η , 对候选光子的两光子组合不变质量谱通过 1C 运动学拟合施加 $\pi^0(\eta)$ 的质量约束, 其中 $\chi_{1C}^2(\pi^0) < 20$ 和 $\chi_{1C}^2(\eta) < 200$ 。由此获得初步信号事例的“ π^0 -list”和“ η -list”信息, 用于后续分析。带电径迹需通过顶点拟合以确认其源自同一衰变顶点。对 $2(\pi^+\pi^-)2\pi^0\eta$ 组合进行运动学拟合, 包含四动量守恒、两个 π^0 质量约束和一个 η 质量约束 (Seven Constraint, 7C)。对于可能存在的多重 $\pi^0\pi^0\eta$ 组合, 选择 χ_{7C}^2 最小的组合。运动学拟合后修正的四动量用于后续分析, 其中 χ_{7C}^2 通过 FOM 方法优化, 要求满足 $\chi_{7C}^2 < 20$, 如图 3.12 所示。

如图 3.13 所示, 基于信号 MC 样本, 本研究对信号道中两个 π^0 的能量分布进行了研究。为区分不同来源的 π^0 , 将 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程中产生的低能 π^0 标记为 π_L^0 , 而将 h_c 衰变出的高能 π^0 标记为 π_H^0 。

此外, 本研究对多光子末态本底进行了系统分析, 即带电径迹相同但光子数不同的本底道 (如五光子末态)。为有效压低此类本底, 采用 4C 运动学拟合 χ^2 值比较策略, 具体条件为: $\chi_{4C}^2(6\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-) < \chi_{4C}^2(5\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 。相关分布如

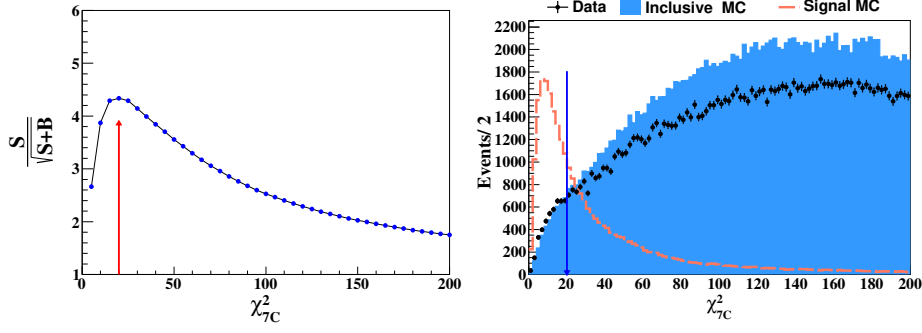


图 3.12 (左) 关于 χ^2_{7C} 值的 FOM 优化. (右) 数据和 MC 样本关于 χ^2_{7C} 的分布比较。

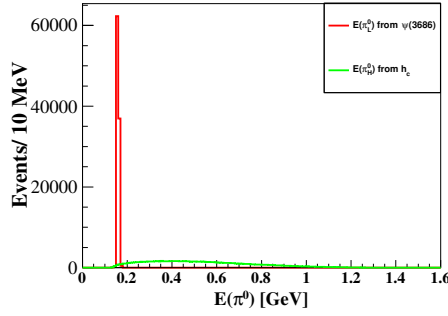


图 3.13 信号 MC 中关于不同 π^0 的能量分布。

图 3.14 (上栏) 所示。

本节将系统阐述主要本底的压低策略。所有质量窗均基于数据中相应质量分辨率确定，具体方法如下：

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)3\pi^0$ 的本底

通过比较信号道与本底道的 7C 运动学拟合 χ^2 值实现本底压低，具体条件为： $\chi^2_{7C}(2(\pi^+\pi^-\pi^0)\eta) < \chi^2_{7C}(2(\pi^+\pi^-)3\pi^0)$ 。相关结果如图 3.14 (下栏) 所示。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)J/\psi$ 的本底

为有效压低该本底过程，要求 $\pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$ 反冲谱上不包含 J/ψ 质量窗内的事例，具体条件为： $|RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi}| > 8 \text{ MeV}/c^2$ 和 $|RM(\pi^0_H\pi^0_L) - m_{J/\psi}| > 18 \text{ MeV}/c^2$ 。类似的，本底道候选事例也是通过对所有 $\pi^+\pi^-$ 组合进行最小化分析获得，即不变质量最接近 J/ψ 标准质量的组合。相关分布如图 3.15 (左图与中图) 所示。

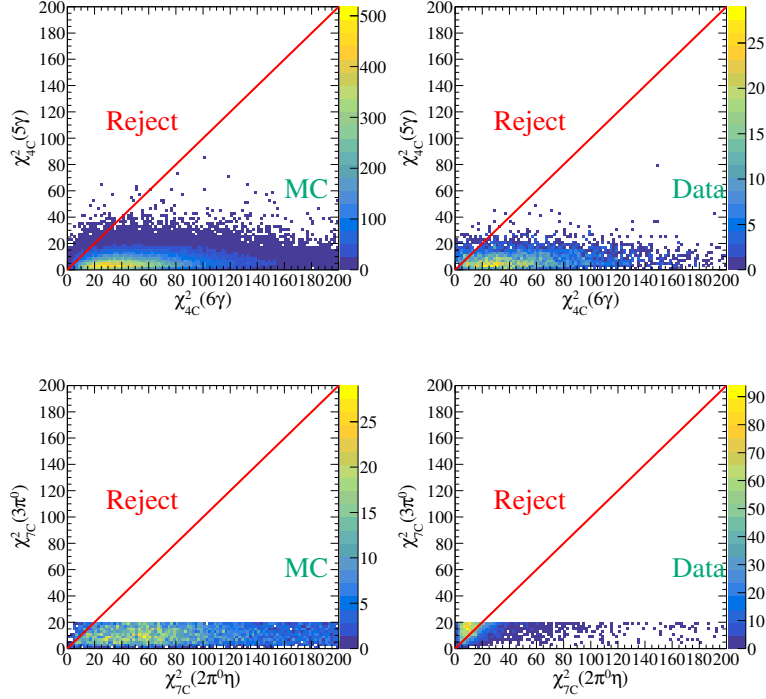


图 3.14 (上栏) $\chi^2_{4C}(6\gamma 2(\pi^+\pi^-))$ 与 $\chi^2_{4C}(5\gamma 2(\pi^+\pi^-))$ 比较的散点图分布。(下栏) $\chi^2_{7C}(2\pi^0\eta 2(\pi^+\pi^-))$ 和 $\chi^2_{7C}(3\pi^0 2(\pi^+\pi^-))$ 比较的散点图分布。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \eta J/\psi$ 的本底

这项本底可以通过要求 η 的反冲谱满足下面关于 J/ψ 的质量窗限制来压低, 即 $|RM(\eta) - m_{J/\psi}| > 7 \text{ MeV}/c^2$, 如图 3.15 (右图) 所示。

- 含有 η, ω 的误组合本底

理论上, $\psi(3686) \rightarrow h_c \pi_L^0$ 过程中的 π_L^0 与 h_c 衰变末态的不变质量谱不应呈现任何结构。然而, 如图 3.16 所示, 数据在 $\pi^+\pi^-\pi_L^0$ 的不变质量谱中观测到明显的 η 与 ω 本底信号。这些本底可能源于 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^+\pi^-\omega$ 或 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^+\pi^-\eta$ 过程。这些本底可以通过对 $\pi^+\pi^-\pi_L^0$ 施加关于这些共振态相应质量窗限制进行压低, 即 $|M_{\pi^+\pi^-\pi_L^0} - m_\eta| > 12 \text{ MeV}/c^2$ 和 $|M_{\pi^+\pi^-\pi_L^0} - m_\omega| > 26 \text{ MeV}/c^2$, 如图 3.16 所示。其中, $M_{\pi^+\pi^-\pi_L^0}$ 的分布通过最小化方法从六种可能的 $\pi^+\pi^-\pi_L^0$ 组合中选取最接近 $\eta(\omega)$ 标准质量^[5] 的组合来确定。

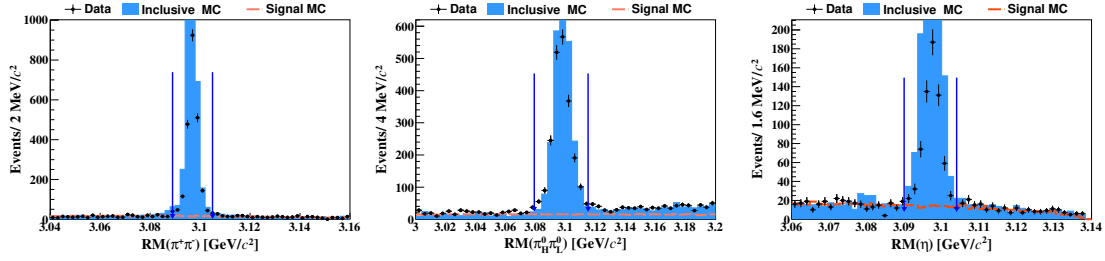


图 3.15 数据和 MC 样本中关于 (左) $RM(\pi^+\pi^-)$, (中) $RM(\pi_H^0\pi_L^0)$, 以及 (右) $RM(\eta)$ 的分布。

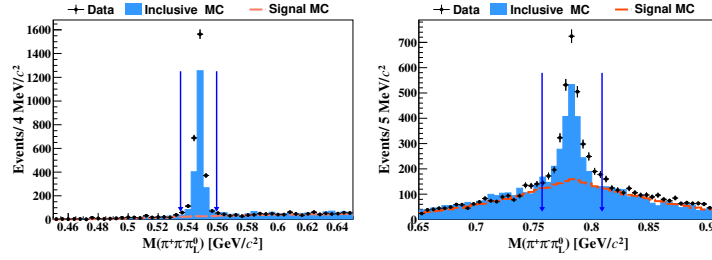


图 3.16 数据和 MC 样本中关于 $M_{\pi^+\pi^-\pi_L^0}$ 分别在 η 或 ω 质量区间附近的分布。

3.5.2 本底研究

在应用上述所有选择条件后, $2(\pi^+\pi^-)\pi_H^0\eta$ 不变质量谱的分布如图 3.17 (左图) 所示, 其中清晰的呈现出 h_c 的信号。值得注意的是, 单举 MC 样本在 h_c 的信号区附近未显示出显著的峰状贡献 (信号道已被屏蔽)。

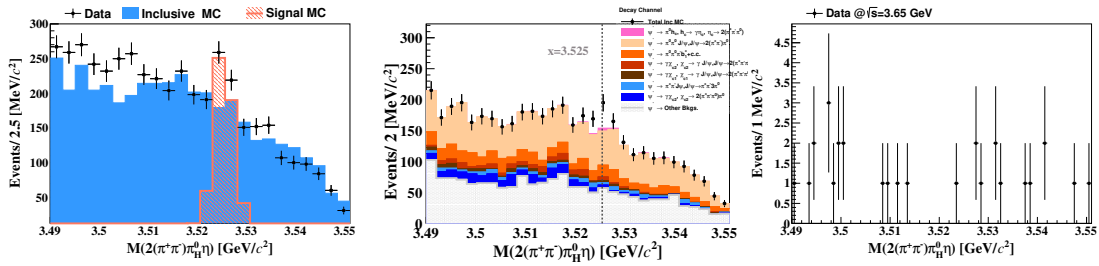


图 3.17 施加全部选择条件后的数据和 MC 样本关于 $M(2(\pi^+\pi^-)\pi_H^0\eta)$ 的分布。(左) 数据、(中) 单举 MC、(右) 连续区数据。

3.5.2.1 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底

为深入探究本底来源, 本研究对单举 MC 进行了拓扑分析。图 3.17 (中) 展示了主要的本底道在 $M(2(\pi^+\pi^-)\pi_H^0\eta)$ 上的分布情况, 具体剩余本底道信息

详见表 3.7。分析表明, 存在潜在的峰状本底道过程 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow \gamma \eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ 。此外, 本底道 $h_c \rightarrow \gamma \eta_c$ 过程中, 衰变光子可能被误判为 π^0 , 从而导致与信号道末态混淆, 例如 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow \gamma \eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 过程。

如附录 B 所示, 通过专门的 MC 研究和本底贡献的估计, 已对这些峰状本底对信号产额的潜在影响进行了系统性检验。在后续产额抽取的拟合过程中, 将充分考虑这些特定的峰状本底贡献的影响。

表 3.7 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) 3\pi^0$	1555
2	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^- b_1^-. b_1^- \rightarrow \pi^- \omega + c.c.$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) 3\pi^0$	455
3	$\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0) \pi^0$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0) \pi^0 \gamma$	241
4	$\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0) \eta$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) 2\pi^0 2\gamma$	136
5	$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) 2\pi^0 \eta$	118
6	$\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c1}, \chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0) \eta$	$\psi' \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) 2\pi^0 2\gamma$	100
7	$\psi' \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \gamma \eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0) \pi^0 \gamma$	17

3.5.2.2 来自连续区数据的本底

为了检查来自连续区数据的本底贡献情况, 本研究将相同的事例选择条件应用于质心系能量 $\sqrt{s}=3.65$ GeV 的连续区数据样本 (相应数据信息详见表 2.2)。图 3.17 (右图) 展示了 $2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ 不变质量谱的分布, 仅有少量且连续分布的事例。因此可排除连续区数据本底对研究结果的影响。

3.5.3 探测效率

关于信号道过程 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ 的模拟, 本研究采用 PHSP 模型进行描述。基于 2009 年、2012 年和 2021 年 MC 样本的分析, 其探测效率分别为 2.90%、2.68% 和 2.67%。经加权平均计算, 最终探测效率确定为 2.68%。

此外, 本研究对可能的中间态过程进行了系统性分析。图 3.18 展示了 (左图) $M(\pi^+ \pi^-)$, (中图) $M(\pi^+ \pi^- \eta)$ 以及 (右图) $M(\pi^+ \pi^- \pi_H^0)$ 等不变质量的分布。分析结果显示, 数据中存在显著的 ρ 和 ω 信号。尽管已尝试确定各中间态过程的产额 (详见附录 A), 但由于难以精确确定各中间态过程的贡献比例, 本研究

将其影响纳入系统误差考虑范围。最终，仍采用 PHSP 模型描述信号道的探测效率。表 3.8 总结了事例筛选流程对探测效率的影响。

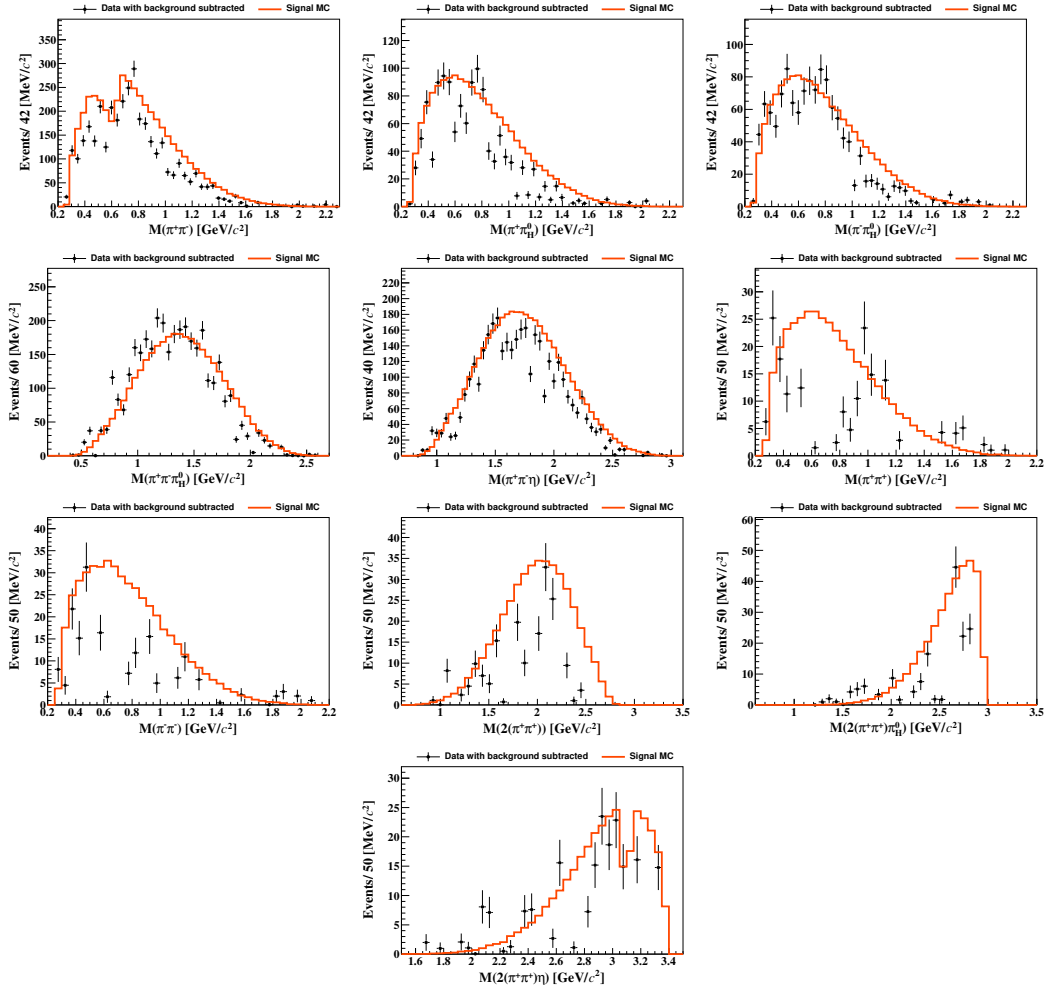


图 3.18 来自 h_c 信号区的事例在 $M_{\pi\pi}$, $M_{\pi\pi\pi}$, $M_{2(\pi^+\pi^-)\pi_H^0}$, 以及 $M_{2(\pi^+\pi^-)\eta}$ 上的分布。

3.5.4 信号产额的抽取

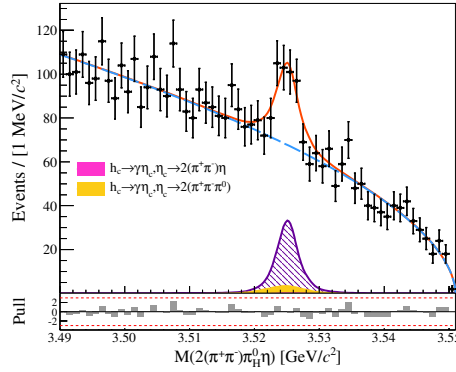
本研究依然采用最大似然值拟合方法对于 $2(\pi^+\pi^-)\pi_H^0\eta$ 的不变质量谱进行拟合，以抽取 h_c 信号。信号形状由 MC 模拟形状卷积高斯来描述，而平滑本底则采用 ARGUS 函数描述。类似地，除阈值参数 r 外，高斯函数和 ARGUS 函数的其他参数均设为自由参数。此外，本研究还考虑了峰状本底道的贡献。通过专门的 MC 研究和相应的衰变分支比分析，对 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 和

表 3.8 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c (\rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta)$ 探测效率筛选流程表。

选择条件	事例数	累积效率 ε (%)	相对效率 (%)
产生事例	3000000	100	-
$N_{\text{charged}}=4$	1734477	57.82	57.82
$N_\gamma \geq 6$	795285	26.51	45.85
顶点拟合	782550	26.09	98.40
7C 运动学拟合	310043	10.33	39.62
压低 $5\gamma 2(\pi^+ \pi^-)$ 末态本底	286572	9.55	92.43
压低 $3\pi^0 2(\pi^+ \pi^-)$ 末态本底	283432	9.45	99.90
通过 $\pi^+ \pi^-$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	277046	9.23	97.75
通过 $\pi^0 \pi^0$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	263241	8.77	95.02
通过 η 反冲压低 J/ψ 本底	258857	8.63	98.33
压低含 η 的误组合本底	248255	8.28	95.90
压低含 ω 的误组合本底	178337	5.94	71.84
$\chi^2_{7C} < 20$	80807	2.69	45.31
$M(2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta) \in (3.49, 3.551) \text{ GeV}/c^2$	80413	2.68	99.51

$h_c \rightarrow \gamma \eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 等本底道在数据中的期望贡献进行了估计, 分别为 35.4 和 3.9 个事例。在拟合过程中, 这些本底道的 MC 模拟形状被纳入考虑, 其事例数固定为上述期望值。

图 3.19 展示的是拟合结果, 观测到的 h_c 信号产额为 $N_{\text{sig}}^{\text{obs}} = 154 \pm 31$, 对应的信号统计显著性为 4.9σ 。


 图 3.19 对数据中 $M(2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta)$ 拟合的结果。

3.6 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 过程的研究

3.6.1 特定事例选择标准

信号过程 $\psi(3686) \rightarrow [h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) [\eta \rightarrow \gamma \gamma]] [\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma]$ 的衰变链包含一个 π^0 、一个 η 以及两对 $\pi^+ \pi^-$ 介子。基于此, 候选事例需满足以下条件: (1) 包含

四条带电径迹且总电荷量为零；(2) 至少存在四个好光子候选。为了重建 π^0/η ，对所有候选光子的两光子组合进行遍历，并通过 1C 运动学拟合对其不变质量施加 $\pi^0(\eta)$ 标准质量质量约束。同时，要求运动学拟合的 χ^2 满足 $\chi^2_{1C}(\pi^0) < 20$ 和 $\chi^2_{1C}(\eta) < 200$ 。由此获得初步的 π^0 和 η 候选事例，即“ π^0 -list”和“ η -list”，用于后续信号事例筛选。

对于选定的带电径迹，需通过顶点拟合确保其源自同一衰变顶点。随后，对 $2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 组合进行运动学拟合，包括四动量守恒、 π^0 质量约束以及 η 质量约束 (Six Constraint, 6C)。在存在多个 $\pi^0\eta$ 组合的情况下，选择具有最小 χ^2_{6C} 的组合。运动学拟合后，修正的四动量将替代原始值并保存，用于后续分析。此外，通过 FOM 方法优化后，要求 $\chi^2_{6C} < 25$ ，如图 3.20 所示。

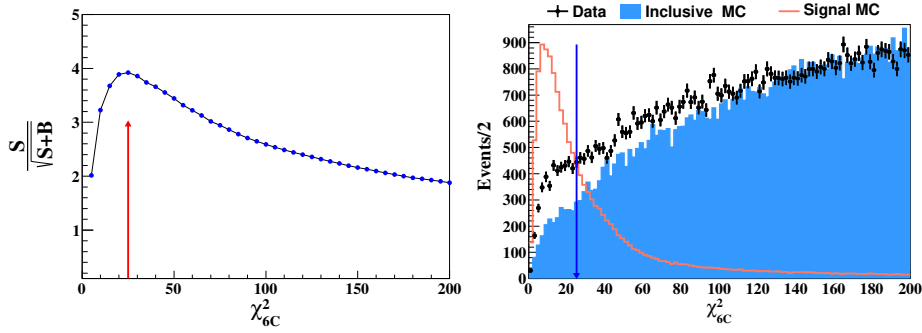


图 3.20 (左) 关于 χ^2_{6C} 的 FOM 值优化分布。(右) 数据和 MC 样本中关于 χ^2_{6C} 的分布。

下面将阐述针对主要本底通道的压低方法。所有质量窗的区间均基于数据中相应粒子的质量分辨确定。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ 的本底

如先前分析所述，本分析中依然通过对 $\pi^+\pi^-$ 反冲谱上要求不包含 J/ψ 质量窗内的事例以压低该本底，即 $|RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi}| > 15 \text{ MeV}/c^2$ ，如图 3.21 (左图) 所示。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \eta J/\psi$ 的本底

该本底可通过在 η 反冲谱上施加限制条件进行压低，具体为 $|RM(\eta) - m(J/\psi)| > 10 \text{ MeV}/c^2$ ，如图 3.21 (右图) 所示。

• 包含 η 和 ω 的误组合本底

本分析同样对 π_L^0 的可能误组合本底进行了检查, 发现在 $\pi^+\pi^-\pi_L^0$ 谱上存在 η 和 ω 等误组合本底。这些本底可能来源于 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-\omega$, 或 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-\eta$ 过程。通过在 $\pi^+\pi^-\pi_L^0$ 不变质量谱上施加相应的质量窗限制, 可有效压低这些本底道, 具体条件为 $|M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta| > 15 \text{ MeV}/c^2$, 以及 $|M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\omega| > 26 \text{ MeV}/c^2$, 如图 3.22 所示。

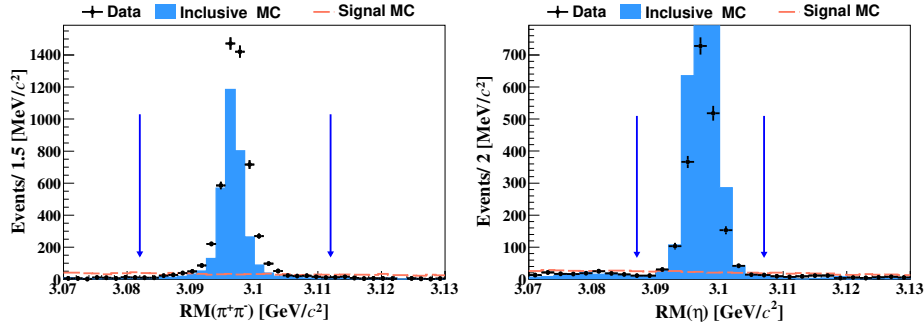


图 3.21 数据和 MC 样本关于 (左图) $RM(\pi^+\pi^-)$ 和 (右图) $RM(\eta)$ 的分布。

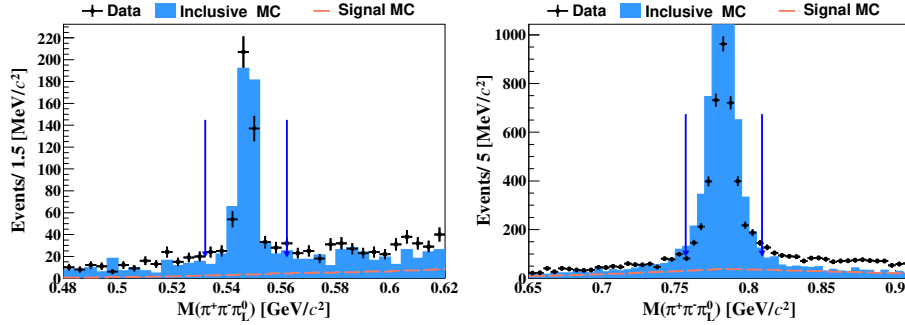


图 3.22 数据和 MC 样本关于 $M(\pi^+\pi^-\pi_L^0)$ 的分布。

3.6.2 本底研究

在应用上述所有选择条件后, 图 3.23 (左图) 和 (中图) 分别展示了数据和 MC 样本中 $2(\pi^+\pi^-)\eta$ 不变质量谱的分布。数据中未明显看到 h_c 信号事例, 同时单举 MC 样本中亦未发现明显的峰状本底事例。

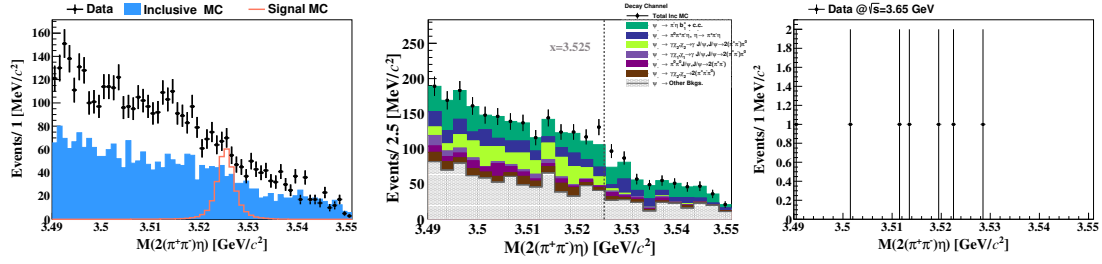


图 3.23 施加完所有选择条件后的数据和 MC 样本在 $M(2(\pi^+\pi^-)\eta)$ 上的分布。
(左) $\psi(3686)$ 数据, (中) 单举 MC、以及 (右) 连续区数据。

3.6.2.1 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底

为了检查当前本底情况, 本分析同样采用单举 MC 样本进行拓扑分析, 具体结果详见表 3.9 (信号道事例已屏蔽)。此外, 对 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c$ 可能产生的峰状本底进行了系统性检验, 详见附录 B。分析结果表明, 主要产生峰状本底贡献的过程为 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow \pi^+\pi^-\eta', \eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ 和 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 。在后续信号事例抽取的拟合过程中, 这些峰状本底道的贡献将根据其在数据中的归一值进行固定, 并使用相应的 MC 模拟形状进行描述。对于分支比未知的过程 $\eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$, 本研究采用保守估计, 假设其与类似过程具有相同的分支比水平, 并考虑了相应的系统误差影响。

表 3.9 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow \pi^+\eta b_1^-, b_1^- \rightarrow \pi^-\omega + c.c.$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0 2\gamma$	580
2	$\psi' \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-\eta'$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0 2\gamma$	310
3	$\psi' \rightarrow \gamma\chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0 2\gamma$	285
4	$\psi' \rightarrow \gamma\chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0 \gamma$	145
5	$\psi' \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+\pi^-) 2\pi^0$	112
6	$\psi' \rightarrow \gamma\chi_{c1}, \chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi, J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$\psi' \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0 2\gamma$	77

3.6.2.2 来自连续区数据的本底

为检查连续区数据的本底贡献, 本研究将相同的事例选择条件应用于质心能量 $\sqrt{s}=3.65$ GeV 的连续区数据样本 (相应数据信息详见表 2.2)。图 3.23 (右图) 展示了 $2(\pi^+\pi^-)\eta$ 不变质量谱的分布, 仅少量且连续分布的事例剩余, 因此可忽略连续区数据本底对研究结果的影响。

3.6.3 探测效率

如前所述, 关于衰变过程 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 和 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 都是由 PHSP 模型产生。其不同年份的探测效率分别为 7.55%, 6.99% 和 7.03%。最终加权平均后的探测效率为 7.05%。表 3.10 总结了事例筛选流程对探测效率的影响。

表 3.10 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c (\rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta)$ 探测效率筛选流程表。

选择条件	事例数	累积效率 ε (%)	相对效率 (%)
产生事例	3000000	100	-
$N_{\text{charged}}=2$	1856616	61.89	61.89
$N_\gamma \geq 4$	1177950	39.27	63.45
顶点拟合	1159722	38.66	98.45
6C 运动学拟合	503295	16.78	43.40
通过 $\pi^+ \pi^-$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	495996	16.53	98.57
通过 η 反冲谱压低 J/ψ 本底	488921	16.30	98.55
压低含 η 的误组合本底	478865	15.96	97.94
压低含 ω 的误组合本底	384900	12.83	80.38
$\chi_{6C}^2 < 25$	211940	7.06	55.06
$M(2(\pi^+ \pi^-) \eta) \in (3.49, 3.551) \text{ GeV}/c^2$	211370	7.05	99.73

3.6.4 信号产额的抽取

由于在前期数据分析中未观测到显著的 h_c 的信号, 本研究在产额抽取过程中仅采用信号 MC 模拟的形状描述其信号形状。此外, 通过专门的 MC 研究对来自峰状本底道 $h_c \rightarrow \gamma \eta_c, \eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta', \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ 的可能贡献进行了估计, 期望事例数为 20 个事例。在拟合过程中, 使用该本底通道的 MC 模拟形状进行描述, 并将其事例数固定为上述期望值。对于剩余的平滑本底, 则依然使用 ARGUS 函数进行描述, 除阈值参数外, 其他参数均为自由参数。拟合结果如图 3.24 (左图) 所示, 观测到的 h_c 事例数为 $N_{\text{sig}}^{\text{obs}} = 0.0 \pm 3.7$, 即未观测到该过程的信号。

鉴于数据中未观测到显著的 h_c 信号, 本研究进一步确定了其在 90% 置信水平下的信号产额上限。具体而言, 采用相同的拟合方法对 $2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 不变质量谱进行分析, 同时将 N_{sig} 设为固定参数, 以 0.1 为步长从 0 递增至 n 进行系列拟合。通过该方法获得对应的似然值分布, 并确定 90% 置信水平对应的产额上限。图 3.24 (右图) 展示了归一化后的似然值分布, 其中红线标记处即为 90% 置

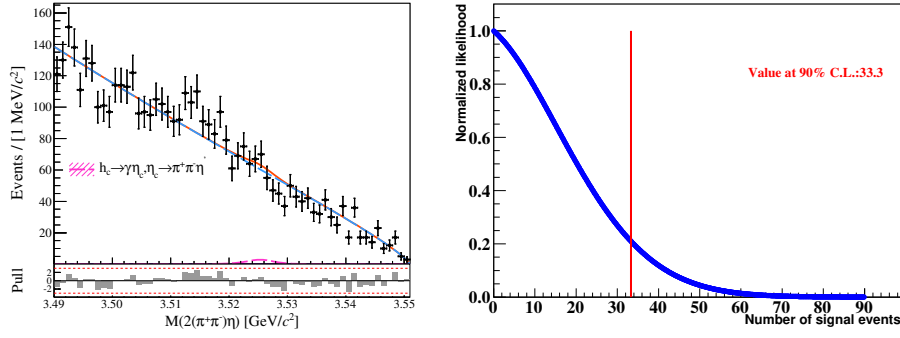


图 3.24 (左) 对数据中 $M(2(\pi^+\pi^-\eta))$ 的不分 bin 拟合结果。(右) 关于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\eta)$ 过程的不同信号事例数扫描值对应的归一化后的各个最大似然值分布。

信水平下的产额上限，即 $N_{\text{sig}}^{\text{up}} < 33.3$ 。

3.7 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 过程的研究

3.7.1 特定事例选择标准

在信号过程 $\psi(3686) \rightarrow [h_c \rightarrow p\bar{p}] [\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma]$ 的衰变过程中，包含一个 π^0 介子和一对 $p\bar{p}$ 对。基于此，本分析制定了下面的候选事例选择条件：(1) 候选事例需包含两条带电径迹，且总电荷量为零；(2) 至少有两个好光子候选。为了从候选光子中重建 π^0 介子，本分析对所有可能的候选光子两两组合并对其不变质量谱通过 1C 运动学拟合施加 π^0 质量约束。同时，要求运动学拟合的 χ^2 值满足 $\chi_{1C}^2(\pi^0) < 20$ 。通过上述步骤，可以初步得到“ π^0 -list”供后续信号事例挑选使用。

对于挑选出的带电径迹，也通过顶点拟合确保它们来自同一个衰变顶点。随后，通过运动学拟合对挑选出的 $\pi^0 p\bar{p}$ 组合施加四动量守恒和 π^0 质量的约束 (Five Constraint, 5C)。对于可能存在多种 $\gamma\gamma$ 组合的情况，选择具有最小 χ_{5C}^2 的组合。经过运动学拟合后，修正的四动量将取代原始四动量，并用于后续分析。其中，5C 运动学拟合的 χ^2 值通过 FOM 方法优化后，要求满足 $\chi_{5C}^2 < 15$ 的限制，如图 3.25 所示。下面将介绍的是对于数据中主要本底的压低方法。

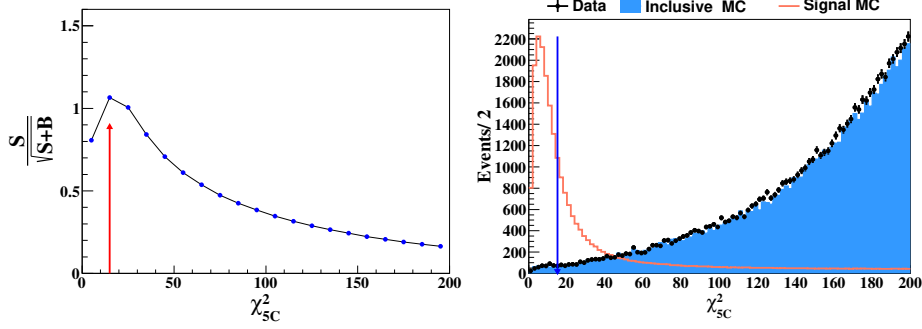


图 3.25 (左) 关于 χ^2_{5C} 值优化得到的 FOM 值分布。(右) 数据和 MC 中关于 χ^2_{5C} 的分布。

• 来自 $\psi(3686) \rightarrow X + J/\psi, J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 的本底

其中, X 代表 $\eta, \pi^0\pi^0$ 等 J/ψ -相关的本底道中的粒子。由于这些本底过程的末态均包含轻子对, 因此可以通过对带电径迹的极角 $\cos\theta$ 施加限制来有效压低本底贡献, 如 $|\cos\theta_{p/\bar{p}}| < 0.8$, 具体分布见图 3.26。

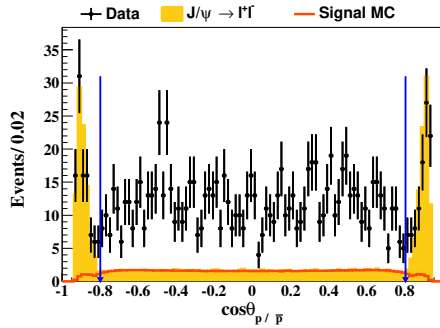


图 3.26 对于 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 相关本底的压低。其中蓝色的箭头代表 $|\cos\theta_{p/\bar{p}}| < 0.8$ 对应的限制区间。

3.7.2 本底研究

在施加上述所有选择条件后, 数据样本和 MC 样本中 $p\bar{p}$ 不变质量谱的分布如图 3.27 (左图和中图) 所示。在数据样本中未观察到明显的 h_c 信号事例, 同时在单举 MC 样本中也未发现显著的 h_c 的峰状本底贡献。

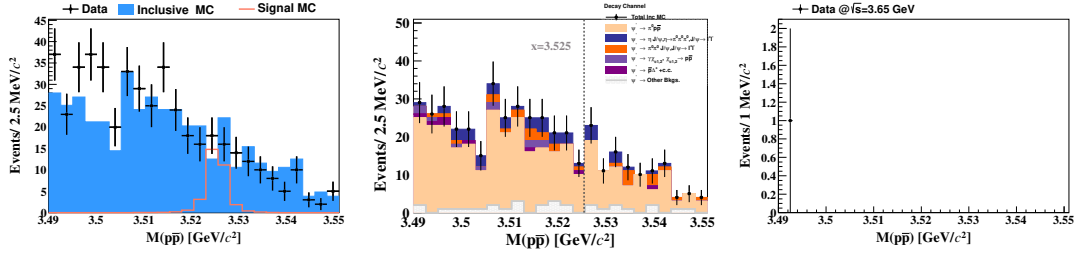


图 3.27 施加全部选择条件后，来自数据和 MC 样本的事例在 $M(p\bar{p})$ 上的分布。(左) $\psi(3686)$ 数据。(中) 单举 MC。(右) 连续区数据。

3.7.2.1 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底

进一步对单举 MC 样本中的剩余事例进行拓扑分析，未发现可能的峰状本底道，具体结果如表格 3.11 所示。

表 3.11 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow p\bar{p}\pi^0$	$\psi' \rightarrow p\bar{p}\pi^0$	325
2	$\psi' \rightarrow \eta J/\psi, \eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0, J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\psi' \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0l^+l^-$	43
3	$\psi' \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\psi' \rightarrow \pi^0\pi^0l^+l^-$	27
4	$\psi' \rightarrow \gamma\chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow p\bar{p}$	$\psi' \rightarrow \gamma p\bar{p}$	11
5	$\psi' \rightarrow \bar{p}\Delta^+ + c.c.$	$\psi' \rightarrow p\bar{p}\gamma\gamma$	8

3.7.2.2 来自连续区数据的本底

类似地，本研究基于质心系能量 $\sqrt{s}=3.65$ GeV 的连续区数据样本（相应数据信息详见表 2.2），对来自连续区的本底贡献进行了检查。如图 3.27 (右图) 所示，仅有极少量的事例剩余，且这些事例均远离 h_c 的信号区。因此，可以忽略该本底的影响。

3.7.3 探测效率

如前述，本研究采用 PHSP 模型对衰变过程 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow p\bar{p}$ 进行了 MC 模拟。基于不同年份的数据，探测效率分别为 14.81%, 14.52% 和 14.30%，其加权平均值为 14.35%。表 3.12 详细展示了事例筛选流程对探测效率的影响。

表 3.12 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c (\rightarrow p\bar{p})$ 探测效率筛选流程表。

选择条件	事例数	累积效率 ε (%)	相对效率 (%)
产生事例	3000000	100	-
$N_{\text{charged}}=2$	2629605	87.65	87.65
$N_\gamma \geq 2$	2280560	76.02	86.73
顶点拟合	2280073	76.00	99.98
5C 运动学拟合	916086	30.54	40.18
对 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 本底的压低	828369	27.61	90.42
$\chi^2_{5C} < 15$	430458	14.35	51.96
$M(p\bar{p}) \in (3.49, 3.551) \text{ GeV}/c^2$	430452	14.35	100

3.7.4 信号产额的抽取

在信号产额的抽取中，本分析使用信号 MC 模拟的形状来描述 h_c 的信号，同时采用 ARGUS 函数对平滑本底进行描述。最终拟合结果如图 3.28 (左图) 所示，未观测到显著的信号事例。基于此，进一步对该过程的产额上限进行了研究。

首先，采用相同的拟合方式对数据中 $p\bar{p}$ 的不变质量谱进行拟合，同时将 N_{sig} 设为固定值，并以 0.1 为步长从 0 逐步增加到 n ，依次进行拟合。通过此过程，可以获得一系列对应的拟合似然值分布，并最终确定了在 90% 置信度下的产额上限为 $N_{\text{sig}}^{\text{up}} < 12.3$ 。如图 3.28 (右图) 展示了归一化后的似然值分布。

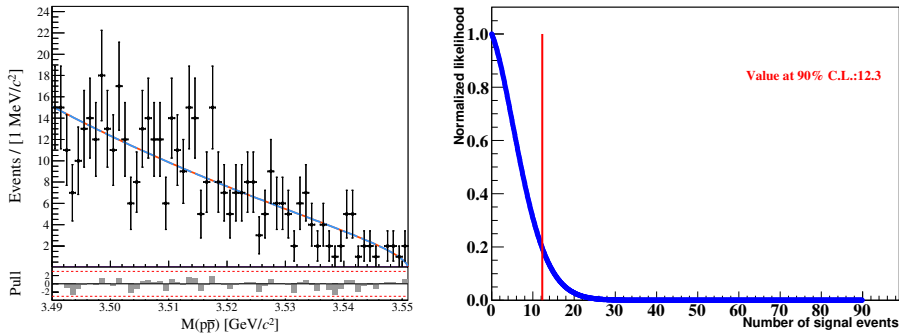


图 3.28 (左) 对数据中 $M(p\bar{p})$ 的不分 bin 拟合结果。(右) 关于 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 过程的不同信号事例数扫描值对应的归一化后的各个最大似然值分布。

3.8 系统误差的研究

在衰变分支比 (上限) 的测量中, 系统误差的主要来源包括以下几个方面: 径迹重建效率、光子探测效率、 π^0 或 η 重建效率、运动学拟合、质量窗、拟合过程、产生子模型、MC 样本统计量以及真实数据事例数等。以下将对这些系统误差的影响逐一进行讨论。

- (i) **带电径迹的探测效率:** π 介子径迹探测效率的系统误差通过控制样本 $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [189] 进行研究。基于该控制样本的研究结果, 对信号 MC 样本在 $(\cos\theta, p_t)$ 二维区间内的径迹效率进行重新加权, 其中 θ 表示极角, p_t 为带电 π 介子的横向动量。径迹探测效率的系统误差值 $\Delta\epsilon^{trk}$ 通过下式计算:

$$\Delta\epsilon^{trk} = \sum_{i,j} (\Delta\epsilon_{i,j}^{trk} \times \omega_{i,j}^{trk}), \quad (3.6)$$

其中, $\Delta\epsilon_{i,j}^{trk}$ 表示实验数据与 MC 模拟在第 i^{th} 个 $\cos\theta$ 区间和第 j^{th} 个 p_t 区间内 π 介子探测效率的差异, $\omega_{i,j}^{trk}$ 为信号 MC 样本在相应二维区间内的权重占比。

对于质子和反质子的径迹探测效率, 其系统误差通过控制样本 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ [190] 进行研究。相关系统误差的数值结果详见表 3.13。

表 3.13 各个信号道过程来自径迹探测效率的相对系统误差 (Relative uncertainty, RU)。表中数值以 “%” 为单位; 符号 “-” 表示该项误差不适用。

RU	$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$	$h_c \rightarrow p\bar{p}$
π	2.3	2.3	1.6	1.4	-
p	-	-	-	-	2.0

- (ii) **光子的探测效率:** 光子探测效率定义为 EMC 中预期光子与实际光子匹配的比例。基于控制样本 $e^+e^- \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ 的研究, 确定来自该项的系统误差不超过 0.5% [191]。为保守起见, 本研究统一取每个光子的系统误差为 0.5%。
- (iii) **π^0 和 η 的重建效率:** 基于 $\sqrt{s} = 3.773$ GeV 处的控制样本 $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow l^+l^-$, 研究了数据与 MC 模拟之间 π^0 重建效

率的相对差异 $\Delta\varepsilon_{\pi^0}(p)$ 。两个控制样本的研究结果相互一致，并揭示了一个动量依赖的关系式： $\Delta\varepsilon_{\pi^0}(p) = (0.06 - 2.41 \times p)\%$ ^[192]。为考虑斜率参数和截距参数的误差影响，本研究将表达式中的各参数值变化 1 倍统计误差大小。随后，通过在每个动量区间内根据信号 MC 样本的权重进行加权求和，最终得到总系统误差。

对于 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程中单个低动量 π^0 ，其系统误差值被确定为 0.5%。而对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$ 衰变中的 π^0 ，其误差值为 1.6%。考虑到它们之间是相关联的，于是将两者线性相加，得到总系统误差为 2.1%。

类似地，对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \omega$ 和 $2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ 衰变中的 π^0 ，重建引入的系统误差分别确定为 1.1% 和 1.7%。因此， π^0 引起的总误差分别为 1.6% 和 2.2%。

对于通过 $\gamma\gamma$ 末态重建的 η ，其系统误差基于控制样本 $J/\psi \rightarrow \eta p \bar{p}$ 进行研究^[193]。实验数据与 MC 模拟之间 η 重建效率的差异为 1%。具体数值结果列于表 3.14 中。

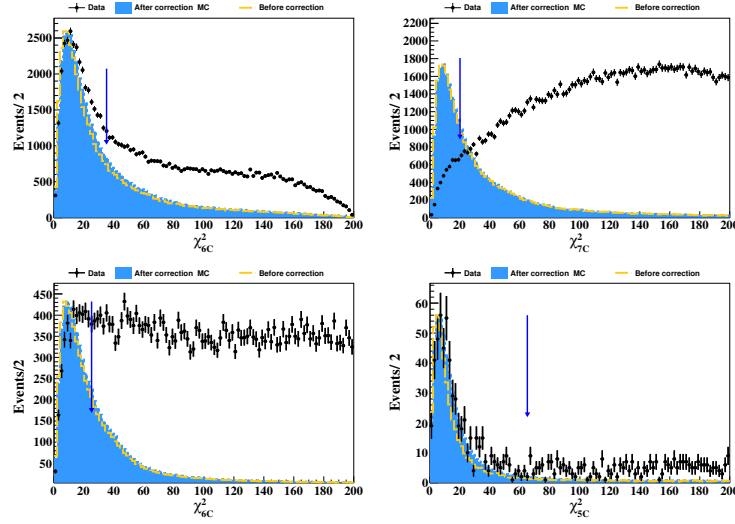
表 3.14 各个信号道过程来自于 $\pi^0(\eta)$ 重建效率的系统误差。表中数值以“%”为单位；符号“-”表示该项误差不适用。

RU	$h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \omega$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$	$h_c \rightarrow p \bar{p}$
π_L^0	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
π_H^0	1.6	1.1	1.7	-	-
η	-	-	1.0	1.0	-

(iv) **运动学拟合：**运动学拟合引入的系统误差通过比较是否使用螺旋径迹参数修正方法之间关于探测效率的差异来估计^[194]。其中所用参数见表 4.11、相关分布如图 3.29 所示。

表 3.15 所引用的 BESIII 数据质量组关于螺旋径迹修正的参数值^[195]。

	ϕ_0	k	$tg\lambda$
	$\sigma^{data} - \sigma^{MC}$	$\sigma^{data} - \sigma^{MC}$	$\sigma^{data} - \sigma^{MC}$
π^+	1.15	1.14	1.09
π^-	1.16	1.13	1.09


 图 3.29 数据和 MC 样本关于运动学拟合 χ^2 值的比较。

(v) **质量窗**: 主要本底事例来自于 $\psi(3686) \rightarrow J/\psi + X$ ($X = \pi\pi, \eta$) 以及 π_L^0 误组合的本底, 例如 $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_L^0$ 和 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_L^0$ 。这些本底通过一维质量窗被有效压低。为估计系统误差, 对每个质量窗进行了 Barlow 检验^[196], 即评估标准结论与不同测试质量窗对应结论之间的偏差显著性 (ζ 值)。 ζ 的定义如下,

$$\zeta = \frac{|V_{\text{nominal}} - V_{\text{test}}|}{\sqrt{|\sigma_V^2 \text{ nominal} - \sigma_V^2 \text{ test}|}}, \quad (3.7)$$

其中, V 代表分支比结论, σ_V^2 为其统计误差。表 3.16、3.17、3.18、3.19、3.20 和 3.21 列出了各种条件下分支比与标准结论的相对误差。对于信号道 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 和 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\omega$, 质量窗引入的系统误差可忽略, 因为其 ζ 值的分布是随机的、且均不超过 2, 如图 3.30、3.31 和 3.32 所示; 对于未观察到显著信号的过程, 该项误差通过改变质量窗区间正负一倍质量分辨来估计, 最终以该变化对结果造成的最大影响作为误差值。

由 ω 的一维质量窗口引入的系统误差通过控制样本 $\psi(3686) \rightarrow K^+K^-\omega$ 进行估计。数据和 MC 模拟之间关于 ω 效率的差异被视为相应的系统误差。控制样本的详细选择条件及该效率定义见附录 C。表 3.22 列出了各信号道由质量窗引起的相对系统误差。

(vi) **拟合过程**: 拟合过程引入的系统误差主要来源于拟合范围、信号形状和本底形状等因素。

表 3.16 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程、各个质量窗的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

选择条件 (MeV/c ²)	BF	RU	选择条件 (MeV/c ²)	BF	RU
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 9.6$	9.14 ± 1.18	1.6	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 24$	9.26 ± 1.11	0.3
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 10.2$	9.32 ± 1.17	0.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 25.5$	9.27 ± 1.13	0.2
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 10.8$	9.32 ± 1.16	0.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 27$	9.33 ± 1.14	0.4
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 11.4$	9.26 ± 1.15	0.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 28.5$	9.30 ± 1.15	0.1
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12$	9.28 ± 1.14	-	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 30$	9.28 ± 1.14	-
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12.6$	9.21 ± 1.12	0.9	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 31.5$	9.35 ± 1.12	0.6
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 13.2$	9.21 ± 1.11	0.9	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 33$	9.37 ± 1.13	0.9
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 13.8$	9.24 ± 1.16	0.5	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 34.5$	9.31 ± 1.12	0.2
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 14.4$	9.05 ± 1.13	0.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 36$	9.34 ± 1.11	0.5

 表 3.17 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程、各个质量窗的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

选择条件 (MeV/c ²)	BF	RU
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 13.6$	9.04 ± 1.11	2.7
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 14.45$	9.27 ± 1.15	0.2
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 15.3$	9.13 ± 1.16	1.7
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 16.15$	9.33 ± 1.14	0.4
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 17$	9.28 ± 1.14	-
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 17.85$	9.51 ± 1.16	2.4
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 18.7$	9.61 ± 1.16	3.4
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 19.55$	9.56 ± 1.16	2.9
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 20.4$	9.66 ± 1.20	4.0

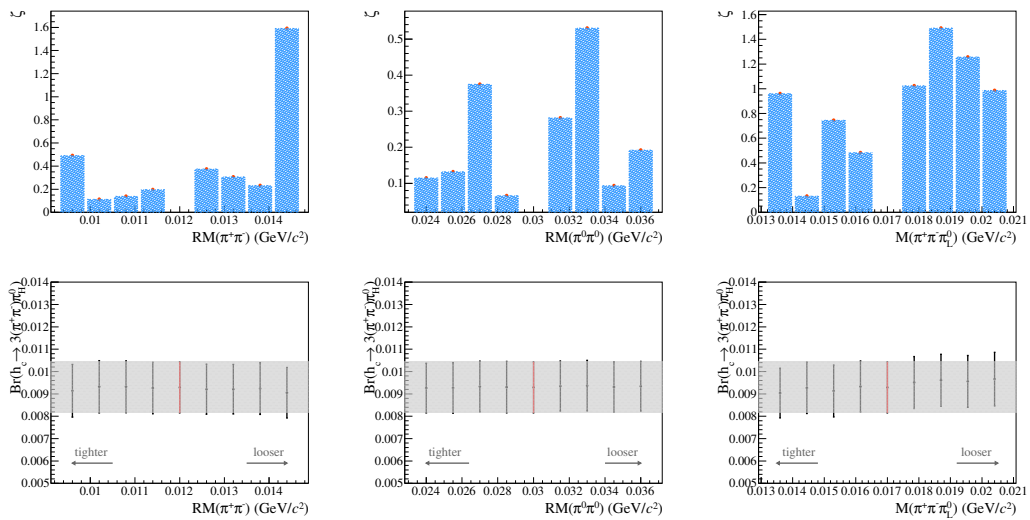

 图 3.30 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程关于选择条件的 ζ 值及其相应的 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0)$ 分布。

表 3.18 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程、各个质量窗的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU	选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 9.6$	4.04 ± 0.89	0.7	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 24$	4.15 ± 0.85	3.5
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 10.2$	4.10 ± 0.90	2.2	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 25.5$	4.01 ± 0.90	0
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 10.8$	4.06 ± 0.87	1.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 27$	4.06 ± 0.90	1.3
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 11.4$	4.06 ± 0.86	1.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 28.5$	3.94 ± 0.86	1.8
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12$	4.00 ± 0.86	-	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 30$	4.00 ± 0.86	-
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12.6$	4.01 ± 0.86	0	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 31.5$	4.05 ± 0.91	1.0
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 13.2$	3.91 ± 0.88	2.5	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 33$	3.89 ± 0.88	3.0
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 13.8$	3.97 ± 0.88	1.0	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 34.5$	3.91 ± 0.91	2.5
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 14.4$	3.86 ± 0.91	3.7	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 36$	3.94 ± 0.91	1.8

 表 3.19 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程、各个质量窗的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 13.6$	3.94 ± 0.90	1.8
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 14.45$	3.85 ± 0.86	4.0
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 15.3$	3.90 ± 0.90	2.7
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 16.15$	3.95 ± 0.90	1.5
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 17$	4.00 ± 0.86	-
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 17.85$	4.04 ± 0.91	0.7
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 18.7$	4.07 ± 0.84	1.5
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 19.55$	3.93 ± 0.87	2.0
$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 20.4$	3.81 ± 8.73	5.0

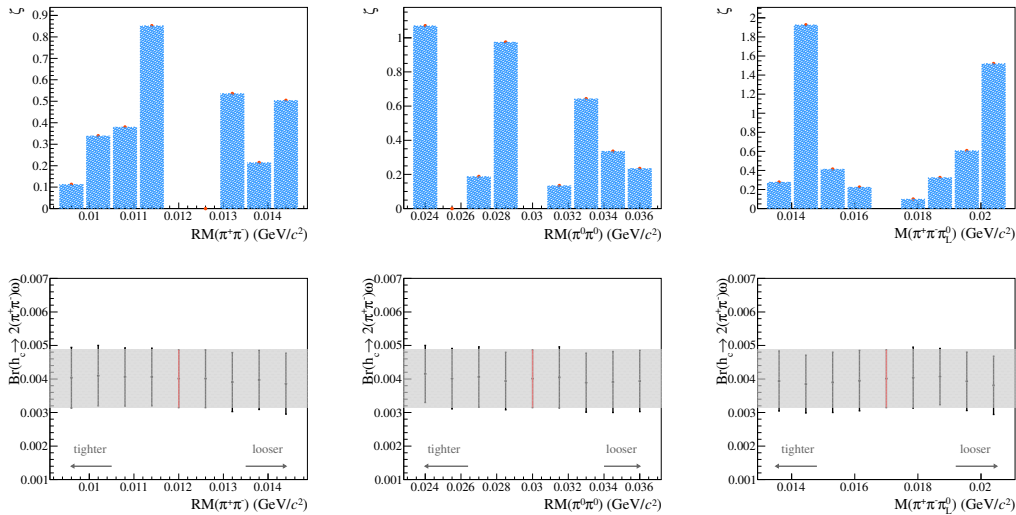

 图 3.31 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程关于选择条件的 ζ 值及其相应的 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega)$ 分布。

表 3.20 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 过程、各个质量窗的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU	选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 9.6$	7.30 ± 1.48	3.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 24$	7.36 ± 1.49	2.6
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 10.2$	7.26 ± 1.49	3.9	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 25.5$	7.42 ± 1.48	1.7
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 10.8$	7.37 ± 1.49	2.4	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 27$	7.67 ± 1.49	1.6
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 11.4$	7.43 ± 1.49	1.6	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 28.5$	7.43 ± 1.49	1.6
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12$	7.55 ± 1.51	-	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 30$	7.55 ± 1.51	-
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12.6$	7.41 ± 1.49	1.9	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 31.5$	7.59 ± 1.49	0.5
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 13.2$	7.30 ± 1.49	3.3	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 33$	7.59 ± 1.50	0.5
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 13.8$	7.39 ± 1.49	2.1	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 34.5$	7.53 ± 1.49	0.3
$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 14.4$	7.42 ± 1.49	1.7	$ RM(\pi_L^0\pi_H^0) - m_{J/\psi} > 36$	7.59 ± 1.51	0.6

 表 3.21 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 过程、各个质量窗的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU	选择条件 (MeV/c^2)	BF	RU
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 5$	7.67 ± 1.50	1.6	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 8.4$	7.73 ± 1.49	2.4
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 5.5$	7.60 ± 1.50	1.3	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 9.3$	7.71 ± 1.49	2.1
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 6$	7.68 ± 1.49	1.7	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 10.2$	7.60 ± 1.49	0.7
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 6.5$	7.57 ± 1.50	0.3	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 11.1$	7.51 ± 1.49	0.6
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 7$	7.55 ± 1.51	-	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 12$	7.55 ± 1.51	-
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 7.5$	7.58 ± 1.49	0.4	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 12.9$	7.57 ± 1.50	0.3
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 8$	7.74 ± 1.49	2.5	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 13.8$	7.22 ± 1.37	4.4
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 8.5$	7.74 ± 1.49	2.5	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 14.7$	7.27 ± 1.49	3.7
$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 9$	7.77 ± 1.50	3.0	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 8.4$	7.30 ± 0.99	3.4

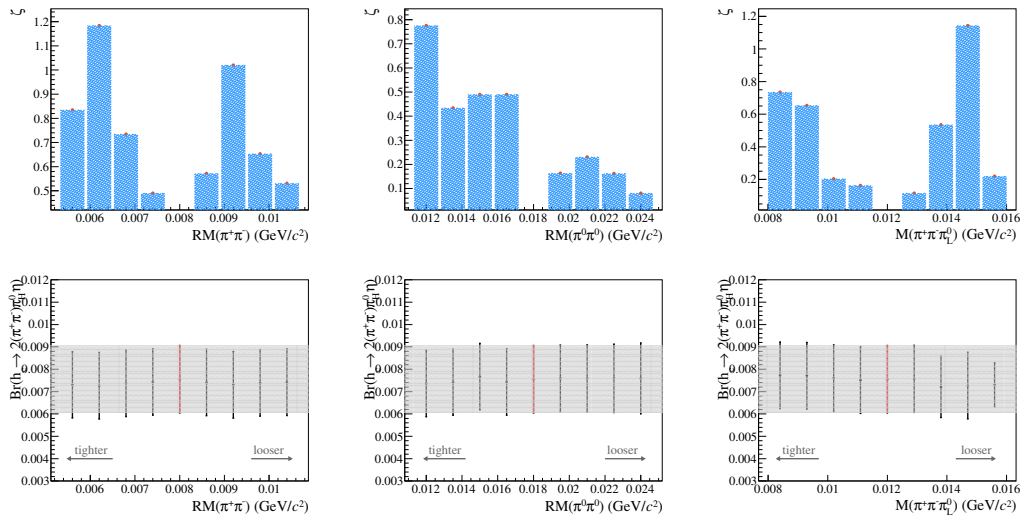

 图 3.32 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 过程关于选择条件的 ζ 值及其相应的 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta)$ 分布。

表 3.22 各个模式来自质量窗的各个相对系统误差值。表中数值以“%”为单位。

衰变模式	质量窗	相对误差	总和
$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12 \text{ MeV}/c^2$	忽略	忽略
	$ RM(\pi^0\pi^0) - m_{J/\psi} > 26 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 17 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$	$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 12 \text{ MeV}/c^2$	忽略	1.1
	$ RM(\pi^0\pi^0) - m_{J/\psi} > 26 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 17 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_H^0) - m_\omega < 20 \text{ MeV}/c^2$	1.1	
$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 8 \text{ MeV}/c^2$	忽略	1.2
	$ RM(\pi^0\pi^0) - m_{J/\psi} > 18 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
	$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 7 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 12 \text{ MeV}/c^2$	忽略	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\omega > 26 \text{ MeV}/c^2$	1.2	
$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$	$ RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi} > 15 \text{ MeV}/c^2$	3.0	6.8
	$ RM(\eta) - m_{J/\psi} > 10 \text{ MeV}/c^2$	4.8	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\eta > 15 \text{ MeV}/c^2$	3.6	
	$ M(\pi^+\pi^-\pi_L^0) - m_\omega > 26 \text{ MeV}/c^2$	1.2	

- **信号形状：**在标准拟合中，信号形状通过 MC 模拟形状卷积高斯函数、或仅通过 MC 模拟形状进行描述。为估计信号形状引入的系统误差，将信号函数替换为 MC 模拟形状与双高斯函数卷积，并重新计算分支比。标准结论与替换后结论之间的差异即作为信号形状的系统误差值。
- **本底形状：**本底形状的系统误差通过将 ARGUS 函数替换为二阶切比雪夫多项式函数进行估计。替换前后分支比结论的差异即作为本底形状的系统误差值。
- **来自 η_c 峰状本底的贡献：**对于衰变模式 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 和 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ ， η_c 峰状本底引入的系统误差源于归一化本底贡献过程中各分支比的误差^[5,168]。具体而言，首先计算这些分支比误差的总和 (σ)，随后将本底道的期望事例数调整 $\pm 1\sigma$ 并重新测量分支比。标准分支比结论与调整后结论的最大差异即作为该项系统误差值。

特别地，对于分支比未知的过程 $\eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ ，假设其分支比与已知过程 $\mathfrak{B}(\eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta)$ 水平一致，并将其贡献纳入拟合中。此时，

分支比结论与标准结论的差异作为系统误差值。

- 误组合本底：**在 π^0 重建过程中，由于区分 π_L^0 的方法，不可避免地会引入误组合 (Wrong combination background, WCB)。为扣除这些误组合事例，本研究采用了一种基于 MC truth 的角度匹配方法。具体而言，定义角度 $\theta_{\pi_L^0}(B, A)$ 为 $\psi(3686) \rightarrow \pi_L^0 h_c$ 衰变中 π_L^0 在重建前后的动量角度。图 3.33 (上栏) 展示了 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 、 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 和 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 的 MC 模拟事例分布。其中 $\theta_{\pi_L^0} < 10^\circ$ 的事例被视为良好的信号事例，因为正确的组合主要集中在该小角度区域；而其余事例则被归类为误组合本底。表 3.23 列出了各信号道过程关于匹配角度研究的事件数、效率以及正确组合与误组合的事例数比值。根据上述研究可知误组合的比例较小，于是将其对结论的影响作为系统误差进行考虑。首先，根据基于 MC truth 匹配计算得到的比率 R 固定误组合本底的事例数，并重新拟合信号产额。表 3.24 展示了拟合结果。最终，将包含与不包含误组合本底的结论之间的差异作为相应的系统误差值。

表 3.23 关于 MC truth 匹配的数值结果。其中 ϵ 代表在不同 $\theta_{\pi_L^0}$ 限制下的探测效率； R 代表不同 $\theta_{\pi_L^0}$ 限制下探测效率的比值。

	$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$		$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$		$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	
	N_{detected}	$\epsilon(\%)$	N_{detected}	$\epsilon(\%)$	N_{detected}	$\epsilon(\%)$
$\theta_{\pi_L^0} < 10^\circ$	136291	4.54	100971	3.37	78927	2.63
$\theta_{\pi_L^0} > 10^\circ$	3047	0.10	1500	0.05	1486	0.05
R	2.20		1.48		1.90	

- 拟合区间：**为估计拟合区间引入的系统误差，采用 Barlow 检验比较标准拟合与系统测试之间的偏差 ζ 值。对于过程 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi_H^0$ 和 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ ，由于 ζ 值不超过 2 (如图 3.34 所示)，拟合区间导致的系统误差可忽略不计。对于其他未观察到显著信号的过程，取表 3.34 中的最大差异作为该项系统误差值。
- 归一因子：**在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程的分析中，使用归一因子 f_ω 估计

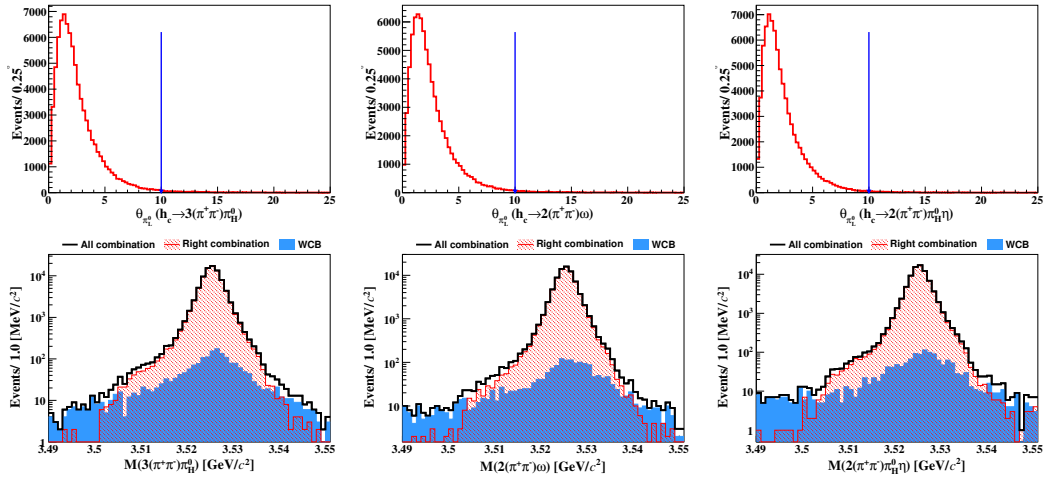


图 3.33 (上栏) 各个信号道关于 π_L^0 (来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$) 的匹配角度分布。(下栏) $\theta_{\pi_L^0} < 10^\circ$ 或 $\theta_{\pi_L^0} > 10^\circ$ 的匹配角限制下信号 MC 中关于 $M(3(\pi^+\pi^-)\pi^0)$ 、 $M(2(\pi^+\pi^-)\omega)$ 、或 $M(2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta)$ 的分布。

表 3.24 考虑误组合贡献与否时的各个数值结论。

	$N_{3(\pi^+\pi^-)\pi^0}^{\text{obs}}$	$N_{2(\pi^+\pi^-)\omega}^{\text{obs}}$	$N_{2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta}^{\text{obs}}$
信号产额 (标准值)	835 ± 102	237 ± 51	154 ± 31
信号产额 (考虑 WCB)	827 ± 101	230 ± 50	154 ± 31
$\epsilon(\%)$ (标准值)	4.64	3.42	2.68
$\epsilon(\%)$ (考虑 WCB)	4.54	3.37	2.63
相对误差	1.3	忽略	1.9%

表 3.25 对于各个信号道过程、关于拟合区间 (MeV/c^2) 的 Barlow 检验的分支比结论 ($\times 10^{-3}$) 及其相对误差值 (%)。

区间	$\text{BR}_{3(\pi^+\pi^-)\pi^0}$	$\text{RU}_{3(\pi^+\pi^-)\pi^0}$	$\text{BF}_{2(\pi^+\pi^-)\omega}$	$\text{RU}_{2(\pi^+\pi^-)\omega}$	$\text{BF}_{2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta}$	$\text{RU}_{2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta}$
3480	9.30 ± 1.13	0.1	3.90 ± 0.86	2.8	7.49 ± 1.48	0.7
3482	9.35 ± 1.14	0.7	3.88 ± 0.85	3.3	7.48 ± 1.48	0.9
3484	9.35 ± 1.13	0.7	4.07 ± 0.87	1.4	7.59 ± 1.48	0.5
3486	9.20 ± 1.12	1.0	3.93 ± 0.87	1.9	7.58 ± 1.49	0.5
3488	9.24 ± 1.10	0.6	3.95 ± 0.87	1.4	7.64 ± 1.49	1.2
3490	9.28 ± 1.14	—	4.00 ± 0.86	—	7.55 ± 1.51	—
3492	9.26 ± 1.15	0.3	3.87 ± 0.86	3.6	7.58 ± 1.50	0.5
3494	9.23 ± 1.13	0.7	4.15 ± 0.87	3.5	7.58 ± 1.50	0.5
3496	9.18 ± 1.11	1.1	4.10 ± 0.86	2.2	7.70 ± 1.50	2.0
3498	9.15 ± 1.08	1.5	4.08 ± 0.86	1.7	7.63 ± 1.50	1.1
3500	9.18 ± 1.12	1.2	4.11 ± 0.87	2.6	7.68 ± 1.51	1.7

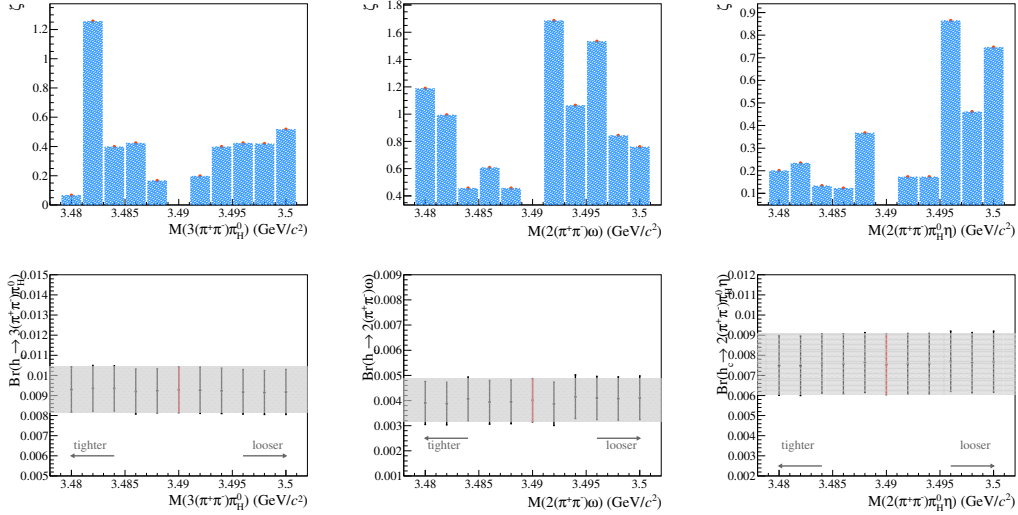


图 3.34 对于 $h_c \rightarrow \text{hadrons}$ 过程关于拟合区间的 ζ 值及其相应的 $\mathcal{B}(h_c \rightarrow \text{hadrons})$ 分布。

ω 边带区的本底贡献。基于标准拟合中得到的协方差矩阵，生成多维高斯随机数进行抽样 10000 次，以重新确定归一因子，如图 3.35 所示。该分布的标准差为 0.5%，被作为归一因子的系统误差值。

(xiii) ω 边带区间：为估计 ω 边带区间引入的系统误差，将边带区间分别改变正负一倍质量分辨，并重新确定比例因子和信号产额。将改变后结论相对标准分支比的最大差异作为该项系统误差值。

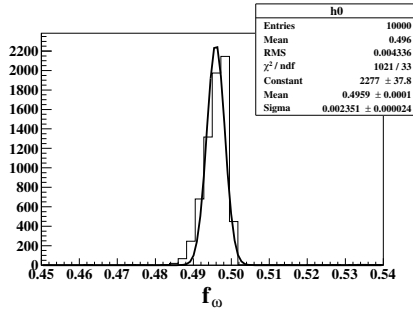


图 3.35 从 10000 次抽样中得到的 ω 边带归一因子的分布。

(vii) 理论模型：由于物理模型引入的系统误差来自两个方面： $h_c \rightarrow \text{hadrons}$ 衰变中未知的中间态过程，以及 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程的物理模型。

对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 过程，如第 3.4.3 节和附录 A 所述，可能的中间态过程非常复杂。表 3.26 列出了这些中间态过程的探测效率。为了保守起见，

本研究采用具有最大相对误差的中间态过程 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 来估计系统误差。根据已有研究, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 在多体衰变过程 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 中的占比为 0.284。因此, 基于该权重, 系统误差计算为 $(0.284 \times 9.1\%) = 3.1\%$ 。

对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 过程, 表 3.26 列出了各中间态过程的探测效率。根据第 3.5.3 节和附录 A 的研究结果, 系统误差计算为 $(0 \times 0.8\% + 39.6\% \times 1.9\% + 20.9\% \times 7.3\% + 14.5\% \times 16.4\% + 1.9\% \times 15.3\%) = 5.0\%$ 。由于其他的信号道过程缺乏显著的中间态结构, 其系统误差可忽略。

对于因 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程的物理模型引入的系统误差, 通过比较基于 PHSP 模型和螺旋度振幅 (Helicity Amplitudes, HELAMP) 模型产生的信号 MC 模拟的效率差异来确定。各衰变模式对应的误差值如表 5.7 所示。

表 3.26 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 、 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程及其中间态过程的探测效率比较。

衰变模式	中间态过程	ε (%)	差异 (%)
$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$h_c \rightarrow \rho^0 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	4.53	2.4
	$h_c \rightarrow \rho^- 2(\pi^+\pi^-)\pi^+$	4.37	5.8
	$h_c \rightarrow \rho^+ 2(\pi^+\pi^-)\pi^-$	4.43	4.5
	$h_c \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$	4.13	11.0
$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	$h_c \rightarrow \rho^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \eta$	2.70	0.8
	$h_c \rightarrow \rho^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \eta$	2.73	1.9
	$h_c \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^+ \pi^0 \eta$	2.88	7.3
	$h_c \rightarrow \omega \pi^+ \pi^- \eta$	2.24	16.4
	$h_c \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^+ \pi^0$	2.27	15.3

表 3.27 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$ 过程在不同产生子模型下的探测效率及其相对误差。

衰变过程	$3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$2(\pi^+\pi^-)\omega$	$2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	$2(\pi^+\pi^-)\eta$	$p\bar{p}$
PHSP	4.64	3.42	2.68	7.05	14.35
HELAMP 1 0 1 0 1 0	4.64	3.40	2.67	7.06	14.35
差异 (%)	忽略	0.6	0.4	0.1	忽略

(viii) **MC 样本的统计量:** 信号 MC 模拟得到的探测效率 ϵ 会受样本统计量的影响。其影响可通过对 $\Delta_\epsilon = \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)/N}$ 计算得到, 其中 N 是产生样本的总事例数。因此, MC 样本统计量引入的系统误差为 Δ_ϵ/ϵ 。

(ix) **引用分支比**: 在分支比计算中, 从 PDG^[5] 或已发表文献^[168] 引用的分支比如表 3.28 所示。其相对不确定性分别为: $\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c)$ 为 5.6%, $\mathfrak{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ 为 0.5%, $\mathfrak{B}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ 为 0.8%。

表 3.28 从 PDG 或已发表文章中引用的分支比及其对应的相对误差。

衰变模式	分支比	相对误差 (%)
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$	$[7.32 \pm 0.34 \pm 0.41] \times 10^{-4}$	5.6
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$[98.823 \pm 0.034]\%$	0.0
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$[39.36 \pm 0.18]\%$	0.5
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$[89.2 \pm 0.7]\%$	0.8

(x) $\psi(3686)$ 的总事例数: $\psi(3686)$ 数据总事例的系统误差通过研究 $\psi(3686)$ 的单举强子衰变确定, 其值为 0.5%^[133]。

各项相对系统误差如表 3.29 所示。假设各误差项相互独立, 通过对其平方和开方计算得到总系统误差值。

表 3.29 各个 h_c 衰变模式的系统误差值 (%)。其中, 符号“-”表示该项误差不适用; “*”表示该项为相加项系统误差, 其误差值无实际意义。

	$h_c \rightarrow X$				
	$3(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$2(\pi^+ \pi^-) \omega$	$2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$	$2(\pi^+ \pi^-) \eta$	$p\bar{p}$
径迹重建效率	2.3	2.3	1.6	1.4	2.0
光子探测效率	2.0	2.0	3.0	2.0	1.0
π^0 重建	2.1	1.6	2.2	0.5	0.5
η 重建	-	-	1.0	1.0	-
运动学拟合	2.1	2.3	2.3	2.5	3.2
质量窗	忽略	1.1	1.2	6.8	-
信号形状	0.8	2.1	0.3	*	*
本底形状	2.6	2.5	4.1	*	*
η_c 峰状本底	-	-	1.8	*	-
误组合本底	1.3	忽略	1.9	-	-
拟合区间	忽略	忽略	忽略	*	*
归一因子	-	0.5	-	-	-
边带区间	-	3.8	-	-	-
物理模型	3.1	0.6	5.0	0.1	忽略
MC 统计量	0.2	0.4	0.1	0.1	0.3
引用分支比	5.6	5.7	5.6	5.6	5.6
$\psi(3686)$ 数据事例数	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
总和	8.3	8.8	10.2	9.6	6.9

3.9 数值结果

基于前述研究结果及系统误差估计, 本文确定了三种 h_c 衰变模式的衰变分支比数值结果。

3.9.1 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变的分支比

$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变的分支比 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0)$ 的计算公式为:

$$\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0) = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c) \cdot \mathfrak{B}^2(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \epsilon}, \quad (3.8)$$

其中, $N_{\text{sig}}^{\text{obs}}$ 表示拟合中观测到的 h_c 信号事件数, $N_{\psi(3686)}$ 为 $\psi(3686)$ 数据的总事例数^[133], ϵ 是通过 MC 样本得到的探测效率, $\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c)$ 和 $\mathfrak{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ 分别为 $\psi(3686)$ 和 π^0 衰变的分支比^[5]。基于上述参数, 计算结果为:

$$\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0) = (9.28 \pm 1.14 \pm 0.77) \times 10^{-3}, \quad (3.9)$$

同时, 也对联合分支比进行了计算:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0) &= \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathfrak{B}^2(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \epsilon} \\ &= (6.79 \pm 0.83 \pm 0.56) \times 10^{-6}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

其中, 第一个误差为统计误差, 第二个为系统误差。

3.9.2 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变的分支比

$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 衰变过程的分支比 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega)$ 通过以下式计算:

$$\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega) = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c) \cdot \mathfrak{B}^2(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \mathfrak{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot \epsilon}, \quad (3.11)$$

其中, $\mathfrak{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ 为 ω 衰变的分支比^[5]。结合前述各个参数, 计算结果为

$$\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega) = (4.00 \pm 0.86 \pm 0.35) \times 10^{-3}, \quad (3.12)$$

此外，联合分支比的计算结果为：

$$\begin{aligned}\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \omega) &= \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathfrak{B}^2(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) \cdot \mathfrak{B}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \cdot \varepsilon} \\ &= (2.93 \pm 0.63 \pm 0.26) \times 10^{-6}\end{aligned}\quad (3.13)$$

其中，第一个误差为统计误差，第二个为系统误差。

3.9.3 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ 衰变的分支比

类似地， $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta$ 衰变过程的分支比 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta)$ 可通过下式计算：

$$\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta) = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\text{tot}} \cdot \mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c) \cdot \mathfrak{B}^2(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) \mathfrak{B}(\eta \rightarrow \gamma \gamma) \cdot \varepsilon}, \quad (3.14)$$

其中， $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma \gamma)$ 为 η 衰变的分支比^[5]。基于上述参数，计算结果为：

$$\mathcal{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta) = (7.55 \pm 1.51 \pm 0.77) \times 10^{-3}, \quad (3.15)$$

此外，联合分支比的计算结果为：

$$\begin{aligned}\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \eta) &= \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\text{tot}} \cdot \mathfrak{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) \cdot \mathfrak{B}(\eta \rightarrow \gamma \gamma) \cdot \varepsilon} \\ &= (5.53 \pm 1.10 \pm 0.56) \times 10^{-6}\end{aligned}\quad (3.16)$$

其中，第一个误差为统计误差，第二个误差为系统误差。

3.9.4 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 和 $h_c \rightarrow p \bar{p}$ 衰变的上限分支比

由于在 $h_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$ 和 $p \bar{p}$ 衰变模式中未观测到显著信号，本文对其上限分支比进行了研究。首先，在不考虑系统误差的情况下，确定了 90% 置信度下的上限分支比，相关分析见小节 3.6.4 和 3.7.4，以及图 3.24 (右图) 和 3.28 (右图)。随后，进一步考虑了系统误差的影响。系统误差可以分为两类：相加性系统误差和相乘性系统误差。其中，相加性系统误差包括信号形状、本底形状和拟合区间。相乘性系统误差则主要来源于探测效率和分支比计算过程中的误差。

具体而言，首先在相加性系统误差项中选择最大误差对应的上限似然值。然后，通过高斯卷积的方式将相乘性系统误差纳入分析^[197,198]。具体计算过程如下：

$$L'(N) = \int_0^1 L\left(\frac{S}{\hat{S}}N\right) \exp\left[\frac{-(S-\hat{S})}{2\sigma_s^2}\right] dS \quad (3.17)$$

其中， $\hat{S}$ 表示与探测效率相关的参数， $L'(N)$ 为未考虑系统误差时确定的似然值分布 (如图 3.36 所示)，其被参数化为高斯分布， σ_s 为相乘性系统误差。

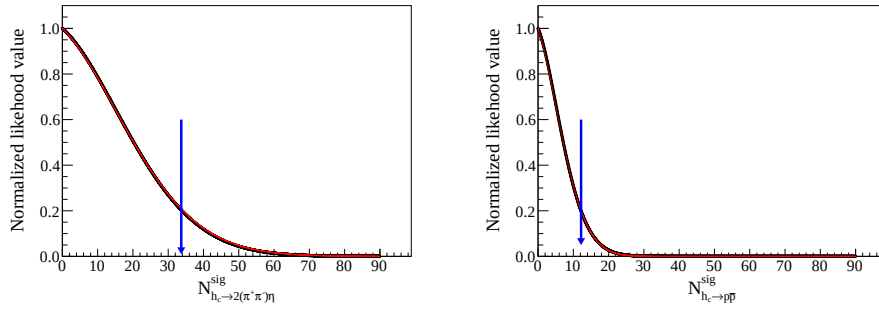


图 3.36 通过卷积考虑相乘性系统误差前后的似然值分布比较。(左图) $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 过程、(右图) $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 过程。

最终可以得到关于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 和 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 两种模式的上限产额分别为 $N_{\text{sig}}^{\text{up}} = 33.7$ 和 $N_{\text{sig}}^{\text{up}} = 12.4$ 。根据这些结果，相应的上限分支比 $\mathcal{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta)$ 和 $\mathcal{B}(h_c \rightarrow p\bar{p})$ 也可以由下式计算得到：

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta) &< \frac{N_{\text{sig}}^{\text{up}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathcal{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \varepsilon} \\ &= 6.19 \times 10^{-4}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\mathcal{B}(h_c \rightarrow p\bar{p}) < \frac{N_{\text{sig}}^{\text{up}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathcal{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \varepsilon} = 4.40 \times 10^{-5}. \quad (3.19)$$

3.9.5 考虑系统误差后的信号显著性

为评估系统误差对信号显著性的影响，本文通过改变拟合区间、信号形状、本底形状以及边带区间等变量，重新测量了相应的信号显著性，相关结果如

表 3.30 所示。为保守起见，选取其中最小值作为最终的显著性结论。

表 3.30 不同系统误差对于 $h_c \rightarrow X$ 过程的显著性的影响。

	$h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$	$h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$
拟合区间	8.8	4.7	5.6
信号形状	8.9	4.8	4.9
本底形状	8.9	4.8	5.3
峰状本底	-	-	4.8
边带区间	-	4.7	-
保守值	8.8	4.7	4.8

3.10 本章总结

在本分析中，基于依据 BESIII 实验采集的 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 数据样本，对五种 h_c 衰变模式进行了系统研究。其中，三种 h_c 强衰变模式 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 、 $2(\pi^+\pi^-)\omega$ 和 $2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ ，首次被观测到或发现了显著证据，并给出了相应的衰变分支比结果。此外，首次确定了 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 过程的上限分支比，并对 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 的上限分支比进行了更新。所有数值结果及其信号显著性均汇总于表 3.31 中。

表 3.31 各种 h_c 衰变模式的数值结果。其中的误差分别为统计误差、以及系统误差；其中的信号显著性已包含系统误差的影响。

衰变末态	$\mathfrak{B}(h_c \rightarrow X)$	信号显著性 (σ)	$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c) \cdot \mathfrak{B}(h_c \rightarrow X)$	
			本分析	其他分析
$3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$(9.28 \pm 1.14 \pm 0.77) \cdot 10^{-3}$	8.8	$(6.79 \pm 0.83 \pm 0.56) \cdot 10^{-6}$	$< 7.56 \cdot 10^{-6}$ [5]
$2(\pi^+\pi^-)\omega$	$(4.00 \pm 0.86 \pm 0.35) \cdot 10^{-3}$	4.7	$(2.93 \pm 0.63 \pm 0.26) \cdot 10^{-6}$	-
$2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	$(7.55 \pm 1.51 \pm 0.77) \cdot 10^{-3}$	4.8	$(5.53 \pm 1.10 \pm 0.56) \cdot 10^{-6}$	-
$2(\pi^+\pi^-)\eta$	$< 6.19 \cdot 10^{-4}$	-	$< 4.53 \cdot 10^{-7}$	-
$p\bar{p}$	$< 4.40 \cdot 10^{-5}$	-	$< 3.22 \cdot 10^{-8}$	$< 1.3 \cdot 10^{-7}$ [199]

本工作测得的 $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0)$ 与早期实验结果一致 [5]。同时， $\mathfrak{B}(h_c \rightarrow p\bar{p})$ 的上限分支比相较于早期实验结果 [199] 有了显著改进，并且显著低于理论预测值 [173,174]，这一结果表明，需要进一步的实验测量和理论模型改进以更好地理解相关物理过程。

第 4 章 BESIII 实验上 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 过程的研究

4.1 研究背景

在强子衰变过程中, $\psi(3686)$ 和 J/ψ 衰变为重子对的机制已被解释为 $c\bar{c}$ 湮灭为三个胶子或一个虚光子^[200]。例如, $\psi(3686) \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} P(V)$, 其中 P 表示赝标介子 (π^0 和 η), V 表示矢量介子 (如 ϕ 和 ω)。这些三体衰变过程具有丰富的物理意义, 例如可用于研究中间激发态^[201]。

迄今为止, BESIII 合作组已报告了 $J/\psi(\psi(3686)) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \eta$ ^[202]、 $\psi(3686) \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^0(\eta)$ ^[203] 以及 $\psi(3686) \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \omega$ ^[204] 等衰变过程的研究。然而, 类似的同位旋允许衰变 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 尚未被测量。

寻找奇异强子和重子激发态具有重要意义, 因为这与 QCD 理论的检验密切相关^[5,205–207]。然而, 大多数重子激发态尚未被充分理解^[208]。例如, 在 $e^+e^- \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$ 过程中, 观测到 $\Lambda \bar{\Lambda}$ 质量阈附近存在增强结构^[209]。该近阈增强结构曾被理论预言为 $\eta(2225)$ 衰变的结果^[210], 但被上述实验分析以 7σ 的显著性排除。类似地, 在 B 介子衰变 $B^0 \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} K^0$ 和 $B^+ \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} K^+$ 中也报告了类似的结构^[211]。因此, $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变为寻找潜在的 Σ 激发态以及在 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 质量阈附近的近阈增强结构提供了重要机会。

本文基于 BESIII 探测器采集的 $(2712.4 \pm 14.3) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 事例^[133], 对 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变过程进行了研究。首次观测到这两个过程的信号、并给出了相应的分支比结果。此外, 还尝试在 $\omega(\phi)$ 和 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 子系统的不变质量谱中寻找潜在的重子激发态和未知结构。

4.2 数据和 MC 模拟样本

本分析在 BOSS709 环境下完成, 基于 BESIII 探测器于 2009 年, 2012 年以及 2021 年采集的共 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 数据样本进行研究。此外,

还使用了在 3.650 GeV 和 3.773 GeV 处采集的非共振数据，以辅助分析连续本底的影响。上述数据样本的详细信息如表 2.2 所示。

为了研究关于 $\psi(3686)$ 衰变的本底情况，采用了官方产生的约一倍于真实数据亮度的 $\psi(3686)$ 单举 MC 样本。为研究信号道的探测效率，使用相空间产生子模拟产生了相应过程的遍举 MC 样本。表 4.1 列出了信号道 MC 样本的具体信息，包括使用的产生子模型、衰变过程以及产生的事例数。

表 4.1 关于信号 MC 样本的信息。其中，“PHSP”和“VSS”是 EvtGen 中使用的产生振幅。分别指代 N 体相空间过程、和矢量粒子衰变为一对标量粒子的过程；而“OMEGA_DALITZ”指的是针对 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程研究得到的包含特殊矩阵元素的产生子。

衰变模式 (产生子模型)			事例数 (10^6)
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ (PHSP)	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ (HypWK), $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (OMEGA_DALITZ),	$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ (HypWK) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (PHSP)	3
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ (PHSP)	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ (HypWK), $\phi \rightarrow K^+K^-$ (VSS),	$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ (HypWK) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (PHSP)	3

4.3 一般事例选择标准

- **带电径迹：**在 MDC 中检测到的带电轨迹需要满足极角范围 $|\cos\theta| < 0.93$ 。对于长寿命粒子 Σ ，其飞行距离约为 2.40 cm^[212]。因此来自 $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^-)$ 衰变出的带电径迹在 z 轴方向 ($|V_z|$) 上的距离需小于 10 cm，在横向平面 ($|V_{xy}|$) 上小于 2 cm。相关的 MC 研究如图 4.1 所示，上述顶点距离的限制可以有效保留探测效率。
- **粒子鉴别：**通过结合基于不同粒子鉴别假设的 dE/dx 、TOF 等信息，计算每条径迹的概率 (prob)。对于 π 介子，要求 $\text{prob}(\pi) > \text{prob}(K)$ 且 $\text{prob}(\pi) > \text{prob}(p)$ ；对于质子，要求 $\text{prob}(p) > \text{prob}(K)$ 且 $\text{prob}(p) > \text{prob}(\pi)$ ；对于 K 介子，要求 $\text{prob}(K) > \text{prob}(p)$ 且 $\text{prob}(K) > \text{prob}(\pi)$ ；
- **光子：**一个中性簇射如果满足以下要求，则被认为是一个好的光子候

选：(1) 在桶部区域 ($|\cos \theta| < 0.8$) 的沉积能量大于 25 MeV，或在端盖区域 ($0.86 < |\cos \theta| < 0.92$) 大于 50 MeV；(2) 在电磁量能器内形成簇射团的时间和碰撞事例形成的时间差在 700 ns 以内，以抑制与事例无关的电子学噪声和能量沉积。

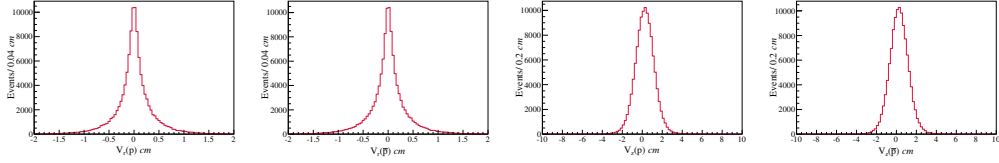


图 4.1 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 过程的信号 MC 样本中带电粒子关于顶点距离的分布。

4.4 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 过程的研究

4.4.1 特定事例选择标准

信号过程 $\psi(3686) \rightarrow [\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0][\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \pi^0][\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0]$ 的衰变末态包含三个 π^0 以及 $p \bar{p} \pi^+ \pi^-$ 四条带电粒子。因此，候选事例需满足以下条件：(1) 包含四条带电径迹且总电荷量为零；(2) 至少存在六个满足光子选择条件的光子候选。

为从候选光子中重建 π^0 ，对所有两光子组合的不变质量谱通过运动学拟合施加 π^0 质量约束，并要求 $\chi^2_{1C} < 20$ 。由此初步筛选出与信号道相关的 π^0 的事例，得到“ π^0 -list”供后续进一步挑选信号事例使用。

为了进一步压低本底并提高分辨，对上述筛选后的中性和带电径迹施加四动量守恒和三个 π^0 质量约束的运动学拟合 (7C)。对于存在多种 $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ 组合的事例，选择 χ^2_{7C} 最小的组合。运动学拟合后修正的四动量被保存，用以后续研究。此外，7C 拟合的 χ^2_{7C} 需小于 45，这是通过 FOM 函数优化得到的。图 4.2 展示了 χ^2_{7C} 分布及相应的 FOM 值扫描分布。

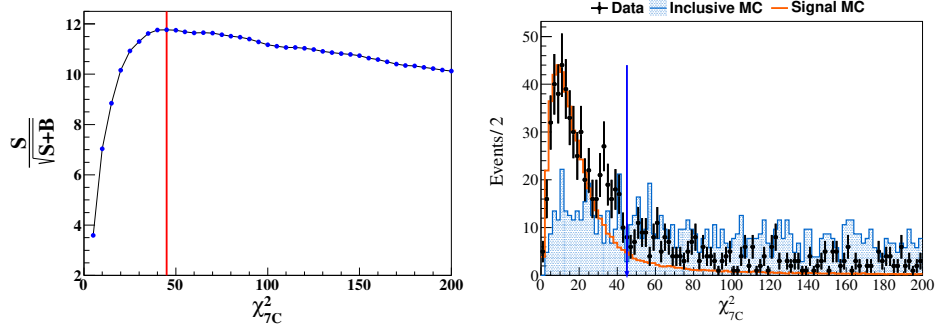


图 4.2 (左) 关于 χ^2_{7C} 值优化的 FOM 值分布。(右) 数据和 MC 样本中关于 χ^2_{7C} 的分布。其中误差棒代表数据样本，橘红色的曲线代表信号 MC，蓝色阴影的直方图代表移除信号事例后的单举 MC。如无特殊说明，在本章它们皆代表同样样本。

对于 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 末态的信号事例，采用最小化 $\Delta_{\min}$ 方法从不同 $p\pi^0\bar{p}\pi^0\pi^+\pi^-\pi^0$ 组合中进行选择，其中 $\Delta_{\min}$ 定义为 $\Delta = \sqrt{(M(p\pi^0) - m_{\Sigma^+})^2 + (M(\bar{p}\pi^0) - m_{\bar{\Sigma}^-})^2 + (M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega)^2}$ 。其中， m_{Σ^+} 、 $m_{\bar{\Sigma}^-}$ 以及 m_ω 分别代表 Σ 和 ω 粒子的标准质量^[5]。 $\Sigma^+/\bar{\Sigma}^-$ 的信号区间定义为 $[1.176, 1.197]$ GeV/c^2 ，其边带区间分别定义为 $[1.144, 1.165]$ GeV/c^2 和 $[1.208, 1.229]$ GeV/c^2 。数据和 MC 样本在 $M(p\pi^0)$ 和 $M(\bar{p}\pi^0)$ 上的分布分别如图 4.3 (左图) 和 (右图) 所示。上述区间均基于数据中 $\Sigma^\pm$ 的质量分辨确定。

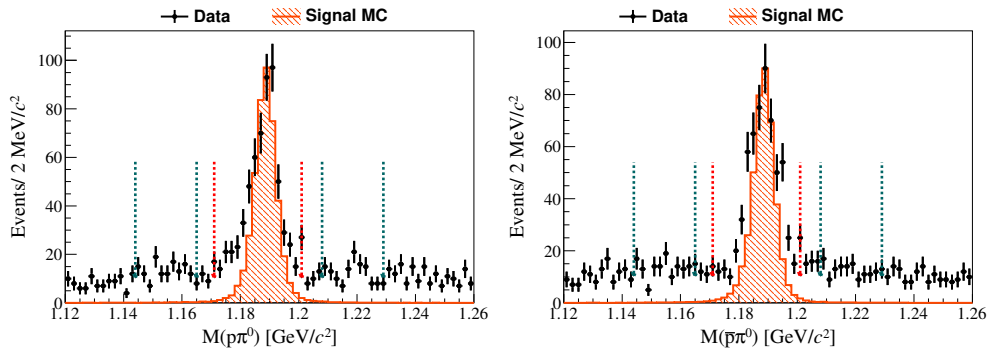


图 4.3 数据和 MC 样本关于 (左) $M(p\pi^0)$ 和 (右) $M(\bar{p}\pi^0)$ 的分布。其中图上的事例分别来自 $\bar{\Sigma}^-$ (Σ^+) 信号区间内。

图 4.4 展示了在施加选择条件后，来自数据和 MC 样本中 $M(p\pi^0)$ 与 $M(\bar{p}\pi^0)$ 的二维散点图分布。从图中可以清晰地观察到 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 重子对信号，以及

包含单- Σ 或非- $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 过程的本底过程。

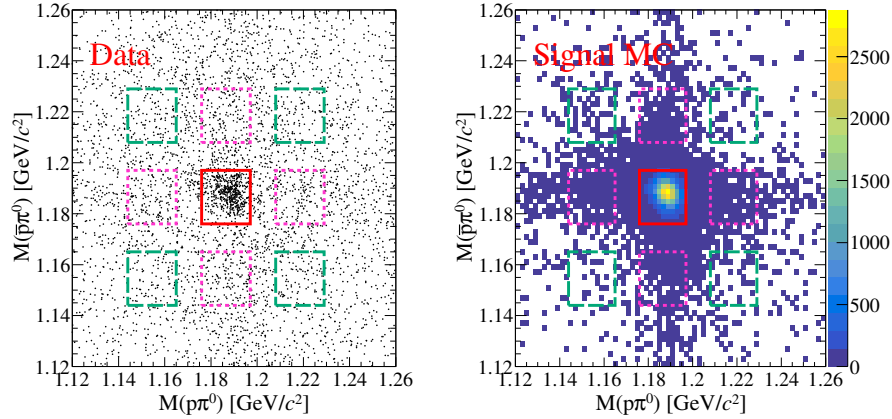


图 4.4 施加完选择条件后来自数据和 MC 样本的事例关于 $M(\bar{p}\pi^0)$ 与 $M_{p\pi^0}$ 比较的二维散点图分布。

为估计这些本底对 ω 事例的峰状贡献，通过定义相关二维边带区间进行分析。具体而言：

- 粉色框表示“第一类”二维边带区间，用于估计 $p\pi^0$ (或 $\bar{p}\pi^0$) 位于 Σ^+ (或 $\bar{\Sigma}^-$) 信号区间，同时位于 $\bar{\Sigma}^-$ (或 Σ^+) 边带区间的本底事例。
- 绿色框表示“第二类”二维边带区间，用于估计 $p\pi^0$ 和 $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量均位于 Σ^+ 和 $\bar{\Sigma}^-$ 边带区间的事例。

来自上述二维边带区间的事例关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布如图 4.5 (中图) 和 (右图) 所示。

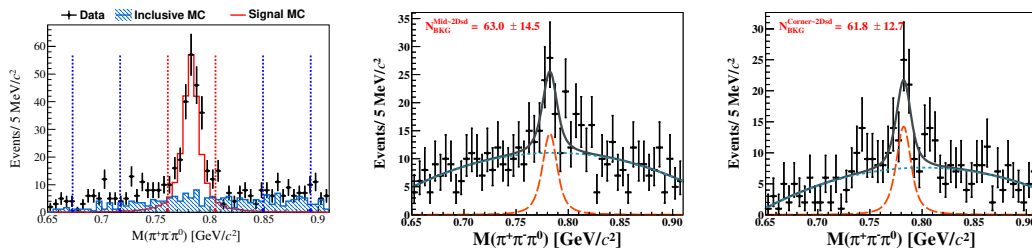


图 4.5 来自 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维信号区间和二维边带区间内事例在 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 上的分布。其中红色箭头代表 ω 的信号区间；蓝色箭头代表 ω 的边带区间。

为压低光子数与信号道不一致的本底背景 (即 $5\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-$ 或 $7\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-$ 末态), 分别对这些本底过程及信号道对应的末态组合进行 4C 运动学拟合。随后, 通过以下 χ^2 比较条件进一步压低上述本底道: $\chi_{4C}^2(6\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-) < \chi_{4C}^2(5\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 和 $\chi_{4C}^2(6\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-) < \chi_{4C}^2(7\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 。如图 4.6 所示。

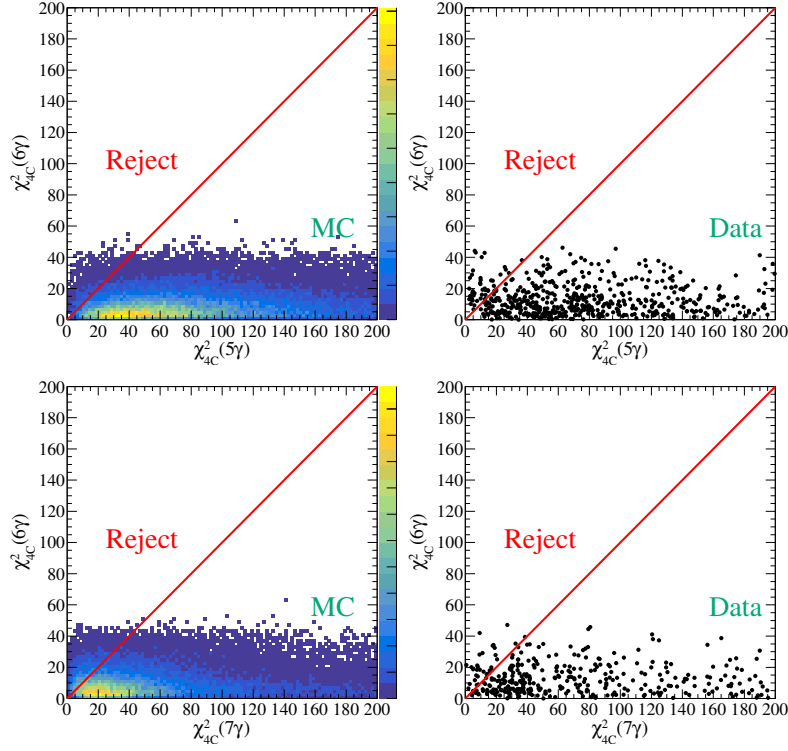
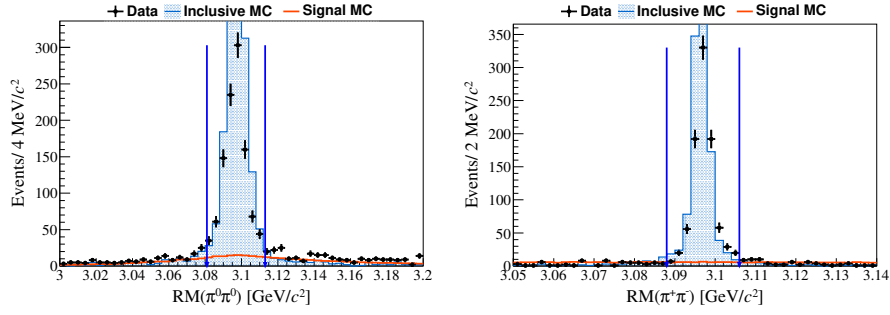


图 4.6 (上栏) $\chi_{4C}^2(6\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 与 $\chi_{4C}^2(5\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 比较的散点图分布。(下栏 $\chi_{4C}^2(6\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 与 $\chi_{4C}^2(7\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-)$ 比较的散点图分布。

以下是对主要本底压低的介绍。所有质量窗均基于数据中相应的质量分辨确定。

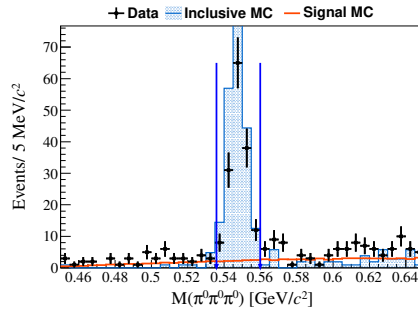
- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)J/\psi$ 的本底

该本底通过要求 $\pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$ 的反冲谱不包含 J/ψ 质量窗内的事例进行压低, 具体条件为: $|RM(\pi^+\pi^-) - m_{J/\psi}| > 9 \text{ MeV}/c^2$ 和 $|RM(\pi^0\pi^0) - m_{J/\psi}| > 16 \text{ MeV}/c^2$, 如图 4.7 所示。其中 $m_{J/\psi}$ 为 J/ψ 的标准质量。对于 $RM(\pi^0\pi^0)$ 的分布, 从所有可能的 $\pi^0\pi^0$ 反冲组合中通过最小化方选取最接近 J/ψ 标准质量的组合。即从 $RM(\pi_1^0\pi_2^0)$, $RM(\pi_1^0\pi_3^0)$ 和 $RM(\pi_2^0\pi_3^0)$ 组合中选择离 $m_{J/\psi}$ 最近的组合。其中, π^0 的顺序为随机设定。


 图 4.7 数据和 MC 样本中关于 (左) $RM(\pi^0\pi^0)$ 和 (右) $RM(\pi^+\pi^-)$ 的分布。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \eta J/\psi$ 的本底

该本底通过对 $M(\pi^0\pi^0\pi^0)$ 施加关于 η 的质量窗限制进行压低, 具体条件为: $|M(\pi^0\pi^0\pi^0) - m_\eta| < 12 \text{ MeV}/c^2$, 如图 4.8 所示。其中 m_η 是 η 的标准质量。

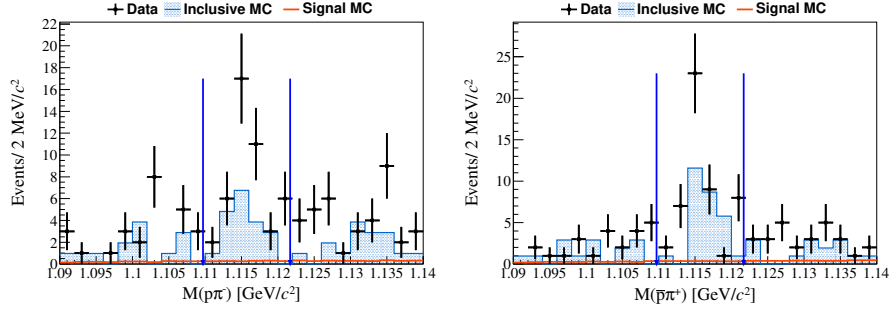

 图 4.8 数据和 MC 样本中关于 $M(\pi^0\pi^0\pi^0)$ 的分布。

- 含有 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的本底道

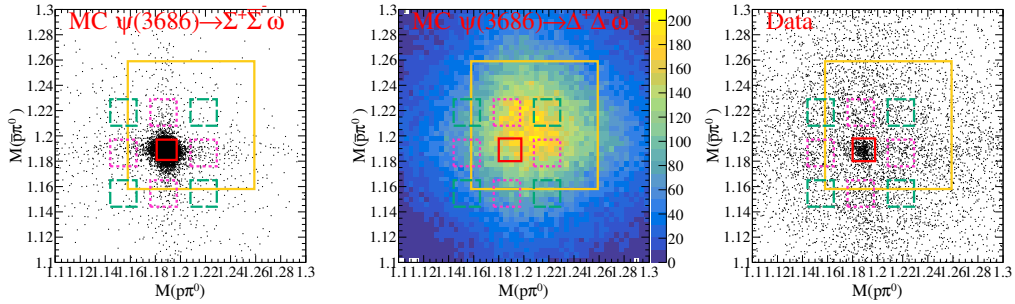
该本底可能来源于 $\psi(3686) \rightarrow \rho^- \bar{\Sigma}^{*0} \Sigma^+, \bar{\Sigma}^{*0} \rightarrow \pi^0 \Lambda + c.c.$ 过程, 或其他包含 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的可能本底道。图 4.9 展示了数据和 MC 样本中 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\bar{p}\pi^+)$ 的分布, 其中清晰地显示了 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 的本底事例。为压低该本底, 可对 $M_{p\pi^-}(M_{\bar{p}\pi^+})$ 施加关于 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的质量窗限制, 例如 $|M(p\pi^-(\bar{p}\pi^+)) - m_{\Lambda(\bar{\Lambda})}| < 6 \text{ MeV}/c^2$, 其中 $m_{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 是 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的标准质量^[5]。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- \omega$ 的本底

由于 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- \omega$ 过程与信号道具有完全相同的衰变末态, 且 Δ 的


 图 4.9 数据和 MC 样本中关于 $M(p\pi^-)$ 和 $M(\bar{p}\pi^+)$ 的分布。

中心质量与信号 Σ 接近，同时具有横跨数百 MeV 的宽度，因此难以通过质量窗限制将其有效压低。为此，通过专门的 MC 研究估计其在数据中的本底贡献。图 4.10 比较了数据和 MC 样本中 $M(\bar{p}\pi^0)$ 与 $M(p\pi^0)$ 的二维散点图分布。从图中未观察到明显的 Δ^+ 或 $\bar{\Delta}^-$ 事例，表明该本底道的贡献并不显著，无需过度关注其影响。然而，为保守起见，后续将对其可能的影响作为系统误差进行研究。


 图 4.10 数据和 MC 样本关于 $M(\bar{p}\pi^0)$ 与 $M(p\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。(左) $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ (MC)。(中) $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+\bar{\Delta}^-\omega$ (MC)。(右) 数据。

4.4.2 本底研究

在施加上述所有选择条件后， $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 二维信号区及二维边带区间的事例关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布如图 4.5 (左图和中图) 所示。从中可以看到清晰的 ω 信号事例。此外，如图 4.11 (左图) 所示，来自单举 MC 的事例在 ω 的信号区附近未观察到明显的峰状贡献 (信号道已被屏蔽)。

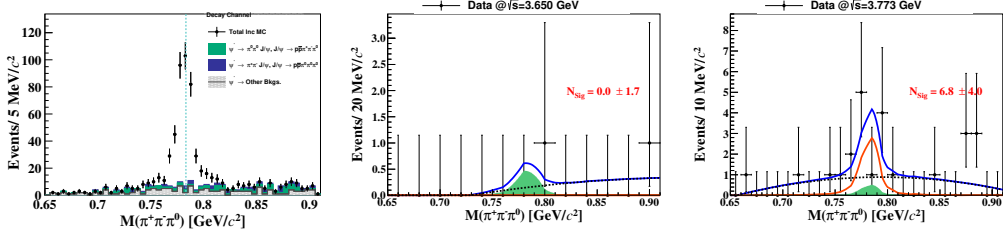


图 4.11 施加全部选择条件后, 数据和 MC 样本关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布。其中的误差棒分别代表 (左) 单举 MC、(中、右) 连续区数据。其中, 来自连续区数据事例的不变质量谱已经过 “shift” 处理。

4.4.2.1 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底

为了进一步确认当前本底情况, 对单举 MC 进行了拓扑分析, 主要的本底道在 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 上的分布如图 4.11 (左图) 所示。具体的剩余本底道情况列于表 4.2。从中可以发现本底道主要来源于单- Σ 或非- $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 事例的过程, 即可能存在一个正确的 Σ 加上一个错误的 Σ 本底的组合。在后续 4.4.4 的研究中, 将通过先前定义的 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 二维边带区间的事例来检查和估计其相应的峰状贡献。

表 4.2 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow \pi^0 \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	50
2	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	20
3	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow \pi^0 \Delta^{++} \bar{\Delta}^{++}, \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p, \bar{\Delta}^{++} \rightarrow \pi^- \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	19
4	$\psi' \rightarrow \eta J/\psi, \eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-, J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	15
5	$\psi' \rightarrow p \Delta^+ b_1^0, \Delta^+ \rightarrow \pi^0 \bar{p}, b_1^0 \rightarrow \pi^0 \omega, \omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	8
6	$\psi' \rightarrow K^{*-} \Delta^{++} \bar{\Sigma}^-, K^{*-} \rightarrow \pi^+ K^0, \Delta^{++} \rightarrow \pi^- \bar{p}, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	4
7	$\psi' \rightarrow \bar{K}^{*-} \bar{\Delta}^{--} \Sigma^+, \bar{K}^{*-} \rightarrow \pi^- K^0, \bar{\Delta}^{--} \rightarrow \pi^+ p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	3
8	$\psi' \rightarrow \bar{K}^{*-} \Delta^+ \bar{\Sigma}^-, \bar{K}^{*-} \rightarrow \pi^0 \bar{K}^0, \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	2
9	$\psi' \rightarrow \pi^- K^{*+} p \Sigma^+, K^{*+} \rightarrow \pi^+ K^0, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	1
10	$\psi' \rightarrow \bar{K}^{*+} p \bar{\Sigma}^{*-}, \bar{K}^{*+} \rightarrow \pi^+ K^0, \bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \pi^- \Sigma^+$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	1
11	$\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c1}, \chi_{c1} \rightarrow \pi^0 \pi^- \bar{\Sigma}^0 \Sigma^+, \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma$	$\pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^- p \bar{p} \gamma \gamma$	1

4.4.2.2 来自连续区数据的本底

为评估连续区数据的本底贡献, 将相同的事例选择条件应用于 $\sqrt{s}=3.650$ GeV 和 $\sqrt{s}=3.773$ GeV 的数据样本 (相应数据信息详见表 2.2)。最终, $\pi^+\pi^-\pi^0$

的不变质量谱如图 4.11 (中图与右图) 所示。由于数据样本在质心系能量上存在差异，以平滑本底贡献为主的连续区数据的分布会受到影响。因此，上述分布的不变质量谱需通过以下公式进行“shift”修正：

$$m_{\text{shift}} = a(m - m_0) + m_0, \quad (4.1)$$

其中 $m_0 = 0.415 \text{ GeV}$ 为 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的质量阈值，该值保持不变； $a = (3.686 - m_0)/(3.650 - m_0)$ 为 $E_{c.c.} = 3.650 \text{ GeV}$ 时的偏移系数。具体相关数值列于表 4.3 中。图 4.11 (中图) 和 (右图) 展示了“shift”后连续区数据中 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的分布，其中可观察到若干 ω 的峰状贡献。

表 4.3 对来自各个连续区数据的本底贡献的估计。其中、 E_{CM} 是质心能量； N_{I} 和 N_{II} 分别是来自两类二维边带区间的本底事例； S 表示统计显著性； N_{net} 是在扣除 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 二维边带本底贡献后的净产额； ϵ_{CM} 是相应质心能量下的探测效率； f_c 是各个能量点的归一因子， N_{QED} 是用 $N_{\text{net}} \times f_c$ 计算出的最终 QED 本底贡献值。

$E_{\text{CM}}(\text{GeV})$	N_{I}	N_{II}	N_{net}	$S.(\sigma)$	$\epsilon_{\text{CM}}(\%)$	f_c	N_{QED}
3.650	1.7 ± 1.2	0	0	-	1.37	11.6	0
3.773	2.5 ± 2.9	2.9 ± 4.1	6.8 ± 4.0	1.9	2.04	1.2	8.2

由于不同能量点数据的产生截面与积分亮度存在差异，因此需要确定相应的归一化因子。归一化因子的计算公式如下：

$$f_c = \frac{\mathfrak{L}_{3.686}}{\mathfrak{L}_{3.65(3.773)}} \times \frac{\sigma_{3.686}}{\sigma_{3.65(3.773)}} \times \frac{\epsilon_{3.686}}{\epsilon_{3.65(3.773)}}, \quad (4.2)$$

其中 $\mathfrak{L}_{3.686} = (161.63 + 506.92 + 3400) \text{ pb}^{-1}$ ，而 $\mathfrak{L}_{3.65(3.773)} = 434.95 (2900) \text{ pb}^{-1}$ 分别是 3.686 GeV 和 3.650 (3.773) GeV 质心系数据对应积分亮度。 σ 为产生截面，假定其与 $1/s$ 成正比 ($s = E^2$)。因此，3.650 GeV 数据样本的比例因子是 11.6，而 3.773 GeV 数据样本的比例因子是 1.2。由于在计算过程中使用了两个连续数据样本，连续贡献被重复估计，因此每个比例因子需额外乘以 0.5 进行修正。最终，来自上述两种连续区本底的峰状贡献的归一值为 4.1。此外，本研

究还对该本底造成的干涉影响进行了深入分析, 详见第 4.6 节。

4.4.3 中间态研究以及探测效率的确定

4.4.3.1 对于可能中间态的研究

图 4.12 和 4.13 分别展示了数据与 MC 样本中 $M^2(\Sigma^+ \omega)$ 与 $M^2(\bar{\Sigma}^- \omega)$ 的一维投影分布。在数据中, 单- $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^-)$ 、非- $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 、以及非- ω 事例已通过归一化的二维边带和 ω 一维边带事例进行了扣除。归一化因子 $f_\omega = 0.555$ 为 ω 信号区间与边带区间本底积分事件数的比值, 如图 4.15 所示。基于上述分布的研究, 在数据中未观察到显著的中间态结构。

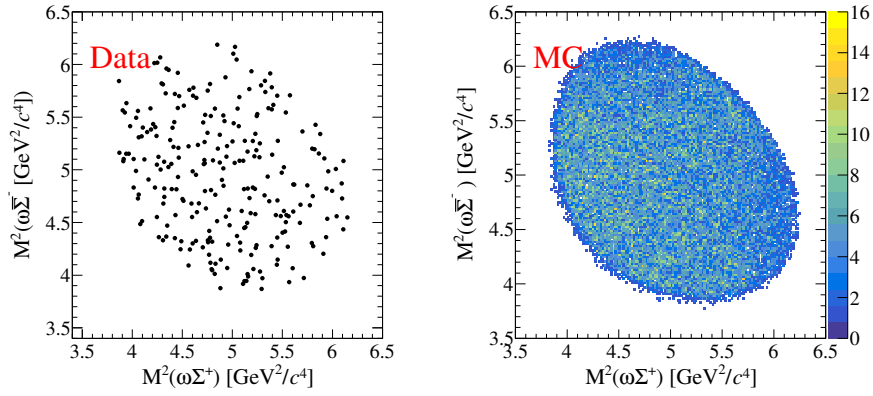


图 4.12 (左) 数据和 (右) 信号 MC 样本中关于 $M^2(\Sigma^+ \omega)$ 与 $M^2(\bar{\Sigma}^- \omega)$ 比较的达利兹图分布。

4.4.3.2 探测效率的确定

如图 4.13 所示, 基于 PHSP 模型的 EvtGen 模拟得到的信号 MC 样本并没有完美地模拟数据。为了确定真实的信号探测效率 (ϵ), 本研究采用了一种基于修正后的数据驱动 (data-driven) 方法的 BODY3 产生子模型^[179,180], 对 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 衰变过程进行了模拟。

BODY3 产生子模型专为考虑三体衰变过程中可能存在的中间态影响而开发, 目前已广泛应用于粲偶素衰变和 D 介子衰变的分析中^[202,213–217]。具体而言, 将经过本底扣除和效率修正后的实验数据中关于 $M^2(\Sigma^+ \omega)$ 与 $M^2(\bar{\Sigma}^- \omega)$ 的达利兹分布作为 BODY3 产生子的输入信息, 进而重新产生信号 MC 样本。其

中，整个运动学空间内的效率通过基于 PHSP 模型的 MC 样本获得。

使用 BODY3 产生子模拟产生的信号 MC 样本在子系统 $\Sigma\omega$ 和 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 上的分布和数据符合的非常好，如图 4.13 所示。在后续的分析中，将基于 BODY3 产生子模拟的信号 MC 样本确定探测效率。表 4.4 总结了事例筛选流程对探测效率的影响。

表 4.4 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 探测效率筛选流程表。

选择条件	事例数	累积效率 ε (%)	相对效率 (%)
产生事例数	3000000	100	-
$N_{\text{charged}}=4$	1556786	51.89	51.89
$N_\gamma \geq 6$	1318205	43.94	84.67
PID	1225591	40.85	92.97
$N_{\pi^0} \geq 3$	942148	31.40	76.87
7C 运动学拟合	175477	5.85	18.63
对 $5\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-$ 末态本底的压低	155497	5.18	88.61
对 $7\gamma p\bar{p}\pi^+\pi^-$ 末态本底的压低	132233	4.41	85.04
通过 $\pi^0\pi^0$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	100246	3.34	75.81
通过 $\pi^+\pi^-$ 反冲谱压低 J/ψ 本底	95119	3.17	94.89
压低含 η 的本底	90408	3.01	95.05
压低含 Λ 的本底	87709	2.92	97.01
压低含 $\bar{\Lambda}$ 的本底	85245	2.84	97.26
$\chi^2_{7C} < 45$	58118	1.94	68.31
$\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 二维质量窗	50661	1.69	87.11
$M(\pi^+\pi^-\pi^0) \in (650, 910) \text{ MeV}/c^2$	50601	1.69	100.00

4.4.4 信号产额的抽取

ω 信号产额的抽取通过对数据在 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 上的分布进行最大似然值拟合实现。拟合函数的具体形式如下：

$$N_{\text{sig}}^{\text{obs}} \cdot (\text{MCShape} \otimes \text{Gaussian}(m, \sigma)) + N_{\text{bkg}}^{2\text{D sd}} \cdot \text{MCShape} + N_{\text{bkg}}^{\text{flat}} \cdot 2^{\text{nd}} \text{ Chebychev Poly.} \quad (4.3)$$

其中，信号部分由 MC 模拟的形状与高斯函数卷积描述，高斯的参数均浮动放开，以表征数据与 MC 模拟之间探测器分辨的差异。来自二维边带区间的本底同样采用 MC 模拟的信号形状描述，但其事例数固定为相应的归一值，即 $\frac{1}{2} \times N_{\text{bkg}}^{\text{Mid-2Dsd}} - \frac{1}{4} \times N_{\text{bkg}}^{\text{Cor-2Dsd}}$ 。根据图 4.5 所示的拟合结果， $N_{\text{bkg}}^{2\text{D SD}}$ 的值固定为 16.1。剩余的平滑本底由二阶切比雪夫多项式函数描述。如图 4.15 所示，最终

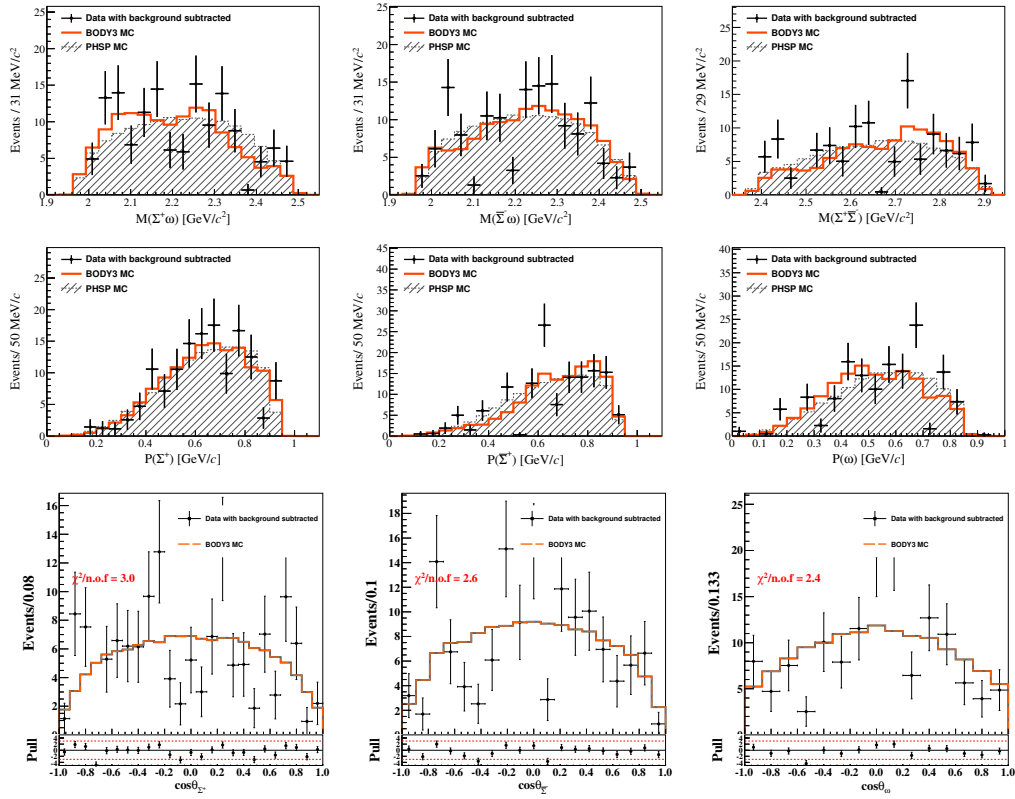


图 4.13 数据和 BODY3 信号 MC 样本关于中间态粒子的各种分布的比较。

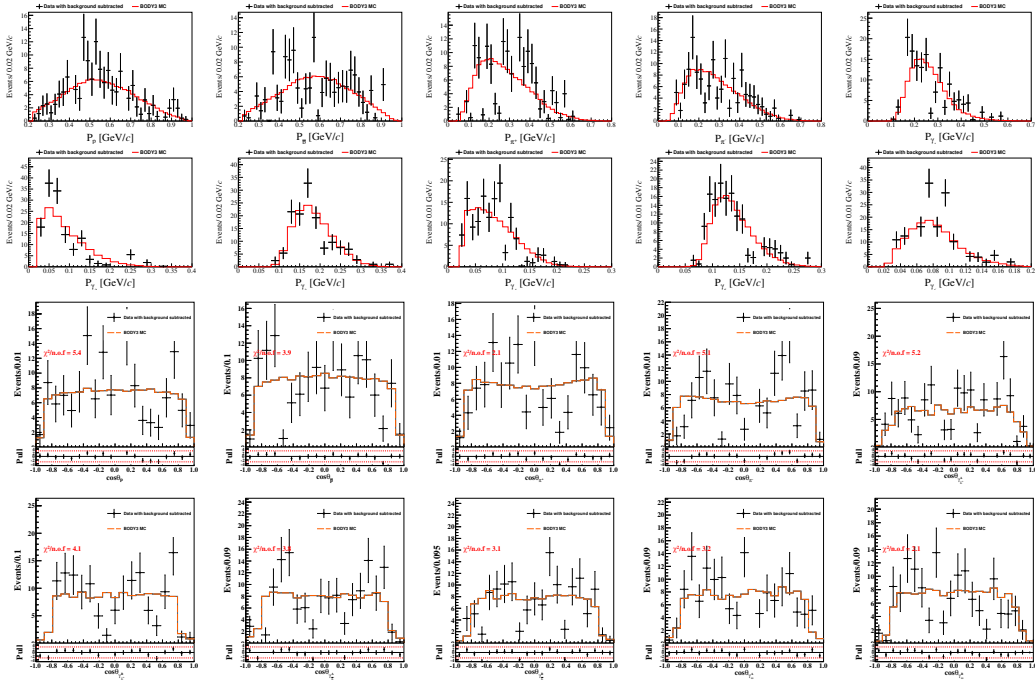


图 4.14 数据和 BODY3 信号 MC 样本关于径迹的各种分布的比较。

在数据中观测到的 ω 信号产额为 $N_{\text{sig}}^{\text{obs}} = 199 \pm 19$ 。通过比较有无信号拟合时的似然值差异，确定其信号统计显著性为 13.8σ 。

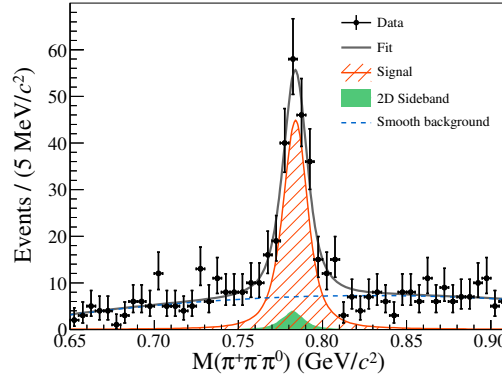


图 4.15 对于数据中 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的最大似然值拟合结果。

4.4.5 分支比测量

关于 $\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega)$ 的分支比结论由下式计算：

$$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega) = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \prod_i \mathfrak{B}_i \cdot \epsilon}, \quad (4.4)$$

其中， $N_{\text{sig}}^{\text{obs}}$ 是观测到的 ω 信号产额， $\prod_i \mathfrak{B}_i$ 是各级粒子的衰变分支比的乘积，如 $\mathfrak{B}(\Sigma \rightarrow p\pi^0)$ 和 $\mathfrak{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ 。这些分支比引用自 PDG^[5]。 $N_{\psi(3686)}$ 是 $\psi(3686)$ 数据的总事例数^[133]， ϵ 是通过 BODY3 MC 样本得到的探测效率。由此计算得出的分支比结论如表 4.5 总结所示。

表 4.5 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式的数值结果。表中误差仅为统计误差。

$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$	
$N_{\text{sig}}^{\text{obs}}$	199 ± 19
$\epsilon(\%)$	1.69
信号显著性 (σ)	13.8
$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega)(\times 10^{-5})$	1.89 ± 0.18

4.5 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 过程的研究

4.5.1 特定事例选择标准

已知信号过程 $\psi(3686) \rightarrow [\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0][\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0][\phi \rightarrow K^+K^-]$ 的衰变末态包含两个 π^0 以及 $p\bar{p}K^+K^-$ 四个带电粒子。因此，候选事例需满足以下条件：包含四条带电径迹且总电荷量为零。此外，由于该过程末态的质量阈接近母粒子 $\psi(3686)$ 的质量，末态粒子的动量普遍偏小，尤其是光子的动量。为提高探测效率，本研究采用了“Missing”一个 π^0 的重建策略^[218,219]，即在重建中性径迹时仅重建其中一个 π^0 ，而假设另一个 π^0 的三动量信息未知，仅保留其粒子质量信息。为此，要求至少有两个满足光子选择条件的光子候选者。

为从候选光子中重建 π^0 ，本研究遍历所有候选光子的两光子组合，并通过运动学拟合对其不变质量谱施加 π^0 质量约束。同时，要求运动学拟合的优劣参数 $\chi^2_{1C} < 20$ 。由此初步筛选出与信号道相关的 π^0 的事例，得到“ π^0 -list”供后续进一步挑选信号事例使用。

为进一步压低本底并提高分辨率，本研究对上述步骤筛选出的中性和带电径迹施加了包含四动量守恒、 π^0 质量约束以及一个“Missing”了 π^0 三动量的运动学拟合 (4C+1C-3C, modified 2C)。对于具有多种可能 $\gamma\gamma$ 组合的事例，选择具有最小 χ^2_{m2C} 的组合。运动学拟合后修正的四动量代替原本的四动量得以保存，用以后续的研究。此外，m2C 拟合的 χ^2_{m2C} 要求小于 20，该限制值通过 FOM 函数优化得到的。图 4.16 分别展示了 χ^2_{m2C} 分布及相应的 FOM 值扫描分布。

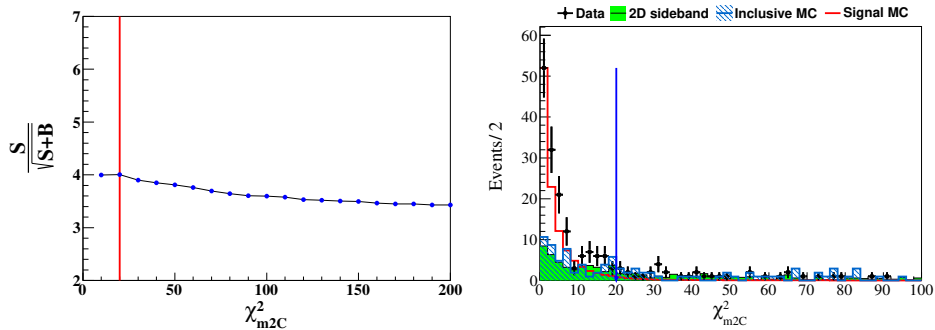


图 4.16 (左) 关于 χ^2_{m2C} 值优化的 FOM 值分布。(右) 数据和 MC 样本关于 χ^2_{m2C} 的分布。

类似地，对于 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 末态的信号事例也是通过在重建出的不同 $p\bar{p}K^+K^-\pi^0$ 组合中最小化 ($\Delta_{\min}$) 来选择的，其中 $\Delta_{\min}$ 被定义为 $\Delta = \sqrt{(M(p\pi^0) - m_{\Sigma^+})^2 + (M(\bar{p}\pi^0) - m_{\Sigma^-})^2}$ 。关于 $\Sigma^+/\bar{\Sigma}^-$ 的信号区间被定义 $[1.176, 1.20]$ GeV/c^2 ；其边带区间被定义为 $[1.140, 1.164]$ GeV/c^2 和 $[1.212, 1.236]$ GeV/c^2 。数据和 MC 样本在 $M(p\pi^0)$ 和 $M(\bar{p}\pi^0)$ 上的分布如图 4.17 所示。上述区间都是根据数据中 $\Sigma^\pm$ 的质量分辨确定的。

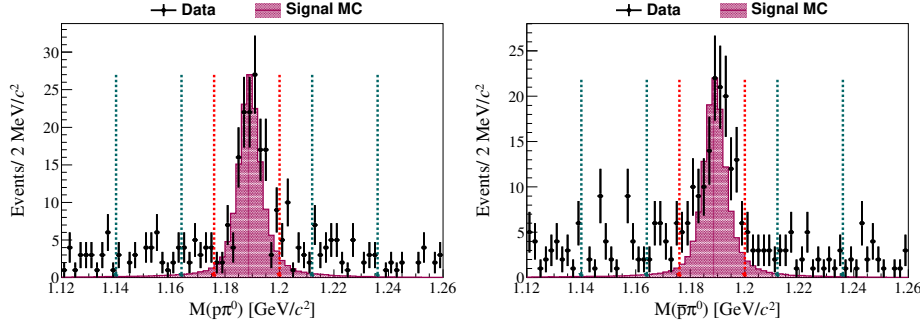


图 4.17 数据和 MC 样本中关于 (左) $M(p\pi^0)$ 和 (右) $M(\bar{p}\pi^0)$ 的分布。

图 4.18 是施加完选择条件后来自数据和 MC 样本中事例中关于 $M(p\pi^0)$ 与 $M(\bar{p}\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。其中的红色框是二维 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 信号区域，绿色框是二维 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 边带区域。从中可以清楚地观测到 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 重子对信号。

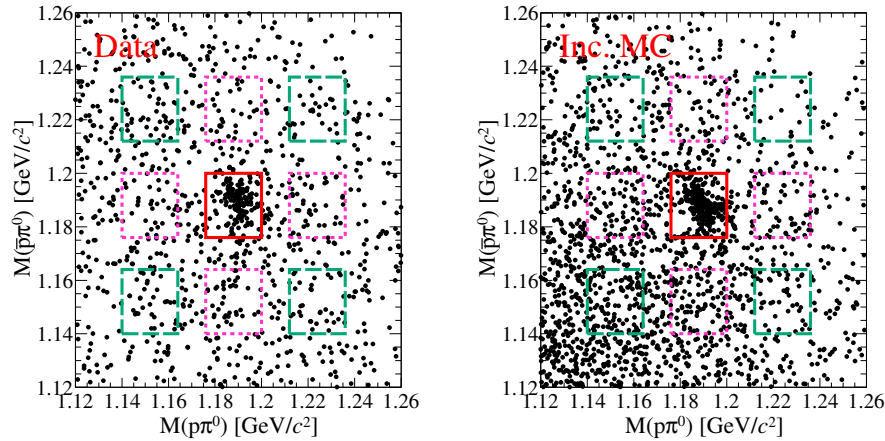


图 4.18 数据和 MC 样本中 $M(\bar{p}\pi^0)$ 与 $M(p\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。

类似的，为估计这些本底对 ϕ 事例的峰状贡献，通过定义相关二维边带区间进行分析。具体而言：

- 粉色框表示“第一类”二维边带区间，用于估计 $p\pi^0$ (或 $\bar{p}\pi^0$) 位于 Σ^+ (或 $\bar{\Sigma}^-$) 信号区间，同时位于 $\bar{\Sigma}^-$ (或 Σ^+) 边带区间的本底事例。
- 绿色框表示“第二类”二维边带区间，用于估计 $p\pi^0$ 和 $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量均位于 Σ^+ 和 $\bar{\Sigma}^-$ 边带区间的事例。

来自上述二维边带区间的事例关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布如图 4.19 (中图) 和 (右图) 所示。

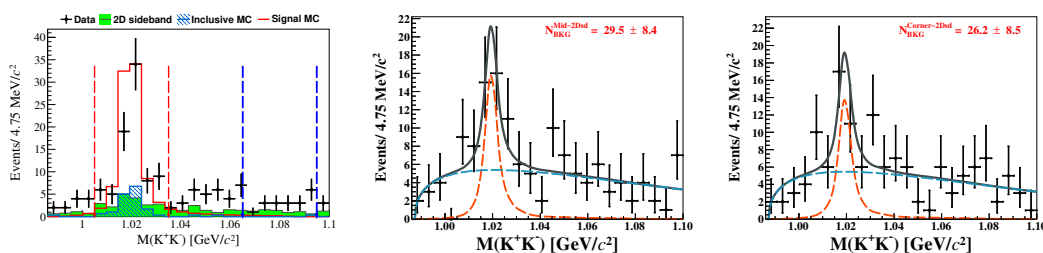


图 4.19 来自 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维信号区间和二维边带区间内事例在 $M(K^+ K^-)$ 上的分布。其中红色箭头代表 ϕ 的信号区间；蓝色箭头代表 ϕ 的边带区间。

下面将介绍主要本底的压低方法。所有质量窗的选取均基于实验数据中相应的质量分辨确定。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi$ 的本底

该本底通过要求 $\pi^0 \pi^0$ 的反冲质量谱不包含 J/ψ 质量窗内的事例进行压低，如 $|RM(\pi^0 \pi^0) - M_{J/\psi}| > 9 \text{ MeV}/c^2$ ，如图 4.20 所示。

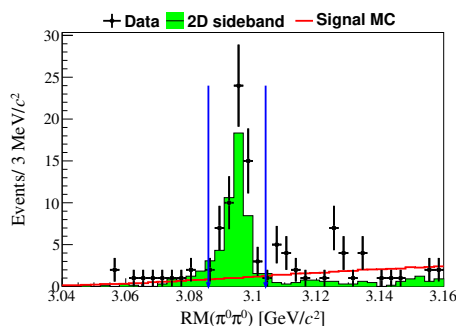


图 4.20 数据和 MC 样本中关于 $RM(\pi^0 \pi^0)$ 的分布。

- 来自 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- \phi$ 的本底 图 4.21 展示的是数据和 MC 样本中 $M(\bar{p}\pi^0)$ 与 $M(p\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。从图中可以看出，数据中未观察 Δ^+ 或 $\bar{\Delta}^-$ 的本底事例。因此，其潜在影响将作为系统误差在后续分析中予以考虑。

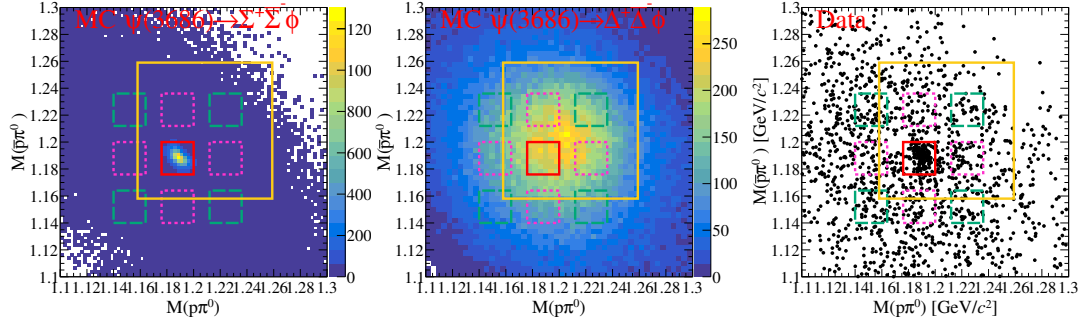


图 4.21 数据和 MC 样本中关于 $M(\bar{p}\pi^0)$ 与 $M(p\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。
 (左) $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ MC 样本。(中) $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- \phi$ MC 样本。
 (右) 数据。

4.5.2 本底研究

在施加上述所有选择条件后， $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维信号区以及二维边带区间的事例关于 $M(K^+ K^-)$ 的分布如图 4.19 所示。从图中可以清晰地观察到 ϕ 信号事例。此外，如图 4.22 (左图) 所示，来自单举 MC 的事例在 ϕ 信号区附近显示出可能的峰状本底道 (图中信号道已被屏蔽)。

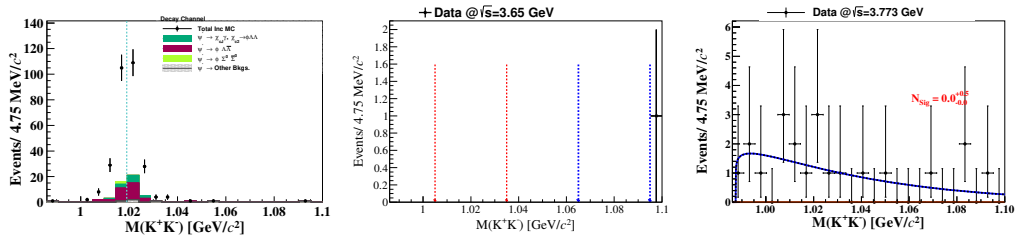


图 4.22 施加全部选择条件后数据和 MC 样本中事例在 $M(K^+ K^-)$ 上的分布。
 (左) 单举 MC。(中) 和 (右) 连续区数据。并且其中来自连续区数据事例的不变质量谱已经被“shift”处理。

4.5.2.1 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底

为进一步确认当前本底情况，本研究对单举 MC 样本进行了拓扑分析。主要本底道在 $M(K^+ K^-)$ 上的分布如图 4.22 (左图) 所示。具体的剩余本底道情况总结于表 4.6 中。其中，峰状本底道的贡献基于相应 MC 研究结果计算，其在数据中的期望事例数列于表 4.7。对于分支比未知的过程 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ ，假设其分支比水平与信号道一致，即 10^{-6} 。最终结果表明，上述本底过程的贡献远小于信号道的产额，因此在后续分析中忽略其影响。

表 4.6 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$	$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ K^- p \bar{p}$	31
2	$\psi' \rightarrow \chi_{c2} \gamma, \chi_{c2} \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$	$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ K^- p \bar{p} \gamma$	7
3	$\psi' \rightarrow \chi_{c1} \gamma, \chi_{c1} \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$	$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ K^- p \bar{p} \gamma$	5
4	$\psi' \rightarrow \phi \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0, \Sigma^0 \rightarrow \gamma \Lambda, \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \gamma \bar{\Lambda}$	$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ K^- p \bar{p} \gamma \gamma$	2

表 4.7 单举 MC 事例中的可能峰状本底道及其在数据中的期望事例数。

序号	衰变链	分支比	$\varepsilon_{pollution}$	期望事例数
1	$\psi' \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$	$1.20 \times 10^{-5} [?]$	$< 2.0 \times 10^{-6}$	0.01
2	$\psi' \rightarrow \chi_{c1} \gamma, \chi_{c1} \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$	$6.08 \times 10^{-5} [?]$	1.2×10^{-5}	0.04
3	$\psi' \rightarrow \chi_{c2} \gamma, \chi_{c2} \rightarrow \phi \Lambda \bar{\Lambda}$	$6.97 \times 10^{-5} [?]$	$< 2.0 \times 10^{-6}$	0.00
4	$\psi' \rightarrow \phi \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$	$\sim 1 \times 10^{-6}$	6.90×10^{-5}	0.03

4.5.2.2 来自连续区数据的本底

为检查来自连续区数据的本底贡献，本研究将相同的事例选择条件分别应用于 $\sqrt{s}=3.650$ GeV 和 $\sqrt{s}=3.773$ GeV 的连续区数据样本 (相应数据信息详见表 2.2)。最终， $K^+ K^-$ 的不变质量谱如图 4.22 (中图与右图) 所示。由于剩余事例数极少且分布呈现连续平滑的曲线，因此忽略其本底贡献。

4.5.3 中间态研究及探测效率的确定

4.5.3.1 可能中间态的研究

图 4.23 和 4.24 分别展示了数据与 MC 样本中关于 $\Sigma\phi$ 和 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 的不变质量谱分布, 以及 $M^2(\Sigma^+\phi)$ 与 $M^2(\bar{\Sigma}^-\phi)$ 的二维达利兹图分布。在数据分析中, 单- $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^-)$ 、非- $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 以及非- ϕ 事例已通过归一化的二维边带和 ϕ 一维边带事例进行了扣除。归一化因子 $f_\phi = 1.0$ 为 ϕ 信号区间与边带区间内本底积分事例数的比值, 如图 4.26 所示。基于上述研究, 数据中未观察到显著的中间态结构。

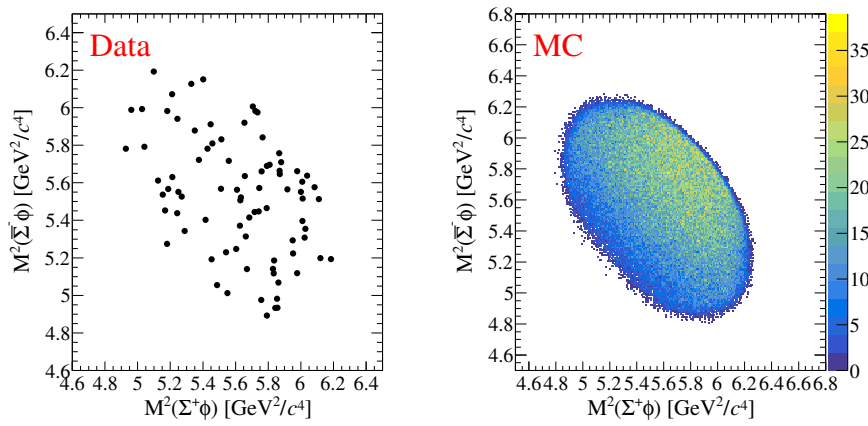


图 4.23 数据和 MC 样本中 $M^2(\Sigma^+\phi)$ 与 $M^2(\Sigma^-\phi)$ 比较的达利兹图分布。(左) 数据, (右) 信号 MC 样本。

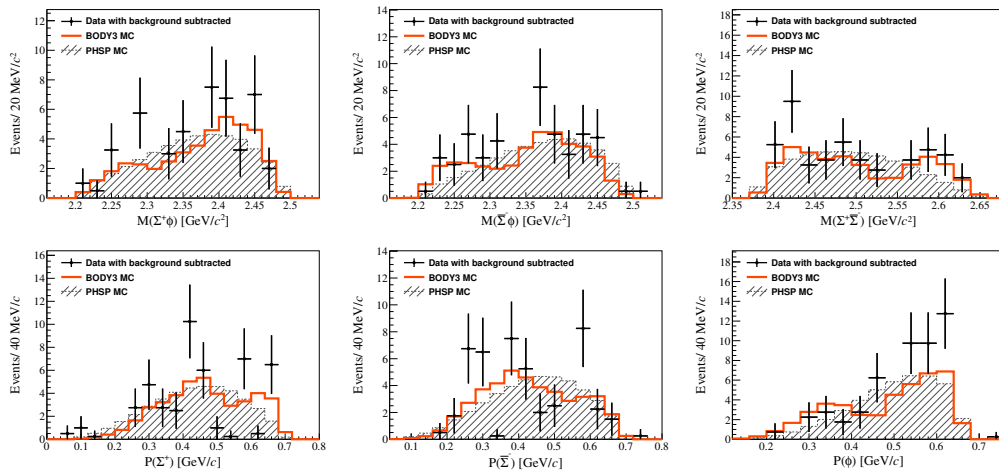


图 4.24 数据和不同信号 MC 样本的分布比较。

4.5.3.2 探测效率的确定

如图 4.24 中所示, 基于 PHSP 模型的信号 MC 样本并没有完美地描述数据的分布。为准确确定信号探测效率, 本研究采用基于数据驱动类型的 BODY3 产生子模型^[179,180]对 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变过程进行模拟。模拟结果表明, BODY3 产生子生成的信号 MC 样本在 $\Sigma\phi$ 和 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 子系统分布与数据符合的非常好, 如图 4.24 所示。因此, 在后续的分析中, 探测效率的确定将基于 BODY3 产生子模拟的信号 MC 样本。表 4.8 总结了事例筛选流程对探测效率的影响。

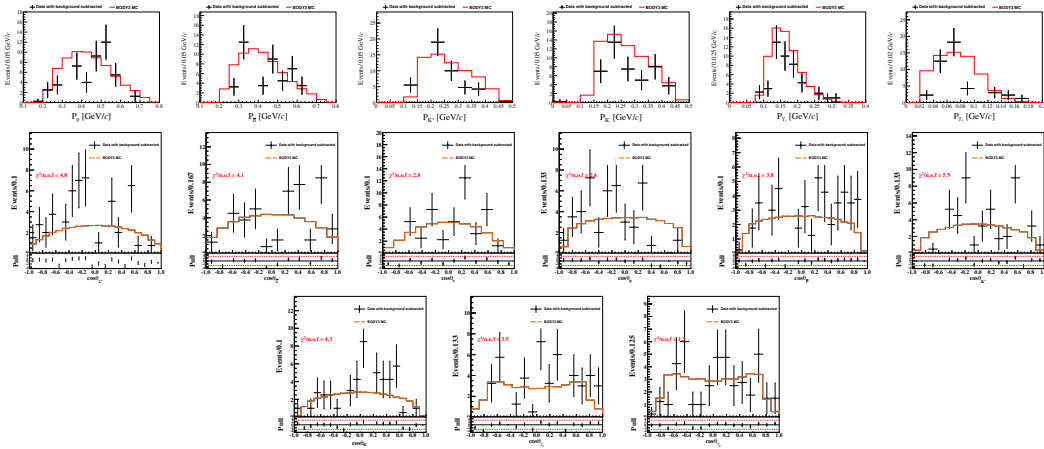


图 4.25 数据和 BODY3 MC 样本关于径迹各种分布的比较。

表 4.8 信号道 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 探测效率筛选流程表。

选择条件	事例数	累积效率 ε (%)	相对效率 (%)
产生事例数	3000000	100	- -
$N_{\text{charged}}=4$	714044	23.80	23.80
$N_{\gamma} \geq 4$	713286	23.78	99.92
PID	396546	13.22	55.59
$N_{\pi^0} \geq 1$	369353	12.31	93.12
m2C 运动学拟合	339578	11.32	91.96
通过 $\pi^0 \pi^0$ 反冲谱压低 J/ψ 本底 s	325338	10.84	95.76
$\chi^2_{m2C} < 20$	270425	9.01	83.12
$\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维质量窗	159846	5.33	59.16
$M(K^+ K^-) < 1100 \text{ MeV}/c^2$	159840	5.33	100

4.5.4 信号产额的抽取

本节阐述通过 $M(K^+K^-)$ 质量谱的不分 bin 最大似然拟合抽取 ϕ 信号的过程。拟合函数形式如下：

$$N_{\text{sig}^{\text{obs}}} \cdot (\text{MCShape} \otimes \mathcal{G}(m, \sigma)) + N_{\text{bkg}}^{2\text{D}^{\text{sd}}} \cdot \text{MCShape} + N_{\text{bkg}}^{\text{flat}} \cdot \text{ARGUS}(r, s, p) \quad (4.5)$$

其中信号形状由 MC 模拟形状卷积高斯函数 $\mathcal{G}(m, \sigma)$ 来描述，其中高斯函数用于描述实验数据与 MC 模拟之间的探测器分辨差异（高斯函数的均值与宽度设为自由参数）；对于二维边带区间的本底成分，同样采用 MC 信号形状进行描述，但事例数被固定为数据中的期望值：

$$\frac{1}{2} \times N_{\text{bkg}}^{\text{Mid-2Dsd}} - \frac{1}{4} \times N_{\text{bkg}}^{\text{Cor-2Dsd}}$$

根据第 4.5.1 节计算， $N_{\text{bkg}}^{2\text{D}^{\text{SD}}}$ 固定为 8.2。剩余事例中的平滑本底过程用一个“inverse-ARGUS”函数描述^[187]，即 ARGUS 函数的质量阈值在低质量区间的情况。其定义如式 4.6：

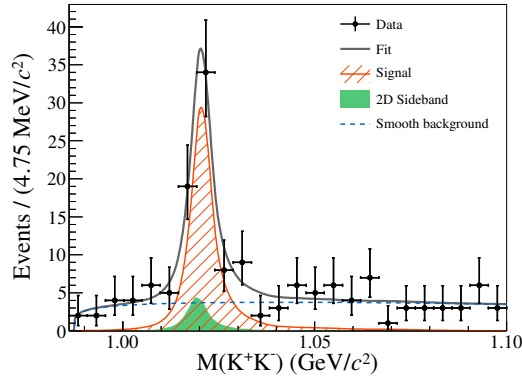
$$\text{ARGUS}(m; m_0, c, p) = \begin{cases} 0, & m < m_0 \\ m \cdot u^p \cdot e^{c \cdot u}, & m \geq m_0, u = 1 - (m/m_0)^2 \end{cases} \quad (4.6)$$

其中， m 表示 K^+K^- 的不变质量， m_0 为 K^+K^- 质量阈值， c 和 p 为自由参数。拟合结果如图 4.26 所示，观测到的 ϕ 信号事例数 $N_{\text{sig}}^{\text{obs}} = 55 \pm 10$ ，统计显著性达到 7.6σ 。

4.5.5 分支比测量

衰变分支比 $\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi)$ 的计算采用下式：

$$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi) = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \prod_i \mathfrak{B}_i \cdot \epsilon}, \quad (4.7)$$


 图 4.26 对于数据中 $M(K^+K^-)$ 的最大似然值拟合结果。

其中, N 表示数据中观测到的 ϕ 信号事例数; $\prod_i \mathfrak{B}_i$ 为各级衰变过程中相关粒子分支比的乘积, 包括 $\mathfrak{B}(\Sigma \rightarrow p\pi^0)$ 、 $\mathfrak{B}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ 以及 $\mathfrak{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ 等, 这些分支比均引用自 PDG 最新结果^[5]; $N_{\psi(3686)}$ 表示 $\psi(3686)$ 数据样本的总事例数^[133]; ϵ 为探测效率。基于上述测量方法, 最终测得的分支比等结论总结于表 4.9 中。

 表 4.9 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变模式的数值结果。表中误差仅为统计误差。

$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$	
$N_{\text{sig}}^{\text{obs}}$	55 ± 10
$\epsilon(\%)$	5.33
信号显著性 (σ)	7.6
$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi)(\times 10^{-6})$	2.96 ± 0.54

4.6 系统误差的研究

本研究在分支比测量过程中考虑的系统误差主要来源于以下方面: 径迹重建效率、粒子鉴别效率、光子探测效率、 π^0 重建效率、运动学拟合、质量窗选择、拟合过程、 Δ -相关本底、连续区本底的干涉效应、边带区间选择、归一因子、MC 产生子模型、引用的衰变分支比以及 $\psi(3686)$ 数据事例数等。本节将针对上述各项系统误差进行详细分析与讨论。

- (i) **径迹重建与粒子鉴别**: 通过控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$, $J/\psi \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 与 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ 的研究, 确定了各个带电径迹 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $p/\bar{p}$) 在数据与 MC 模拟中的重建效率差异, 并以此作为每条带电径迹重建的系统误差, 即每条径迹 1% 的系统误差^[190,220,221]; 基于同样的样本, 来自粒子鉴别的系统误差也被确定, 亦为每条带电径迹 1% 的系统误差。
- (ii) **光子探测效率**: 光子探测效率定义为 EMC 中预期光子与实际光子匹配的比例。通过控制样本 $e^+e^- \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ 的研究确定了关于光子重建效率的误差始终小于或等于 0.5%^[191]。基于此, 本文将每个光子探测效率的系统误差保守估计为 0.5%。
- (iii) **π^0 的重建效率**: 基于在 $\sqrt{s} = 3.773$ GeV 处的控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$, $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 和 $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, 系统研究了数据与 MC 模拟之间 π^0 重建效率的相对差异 $\Delta\varepsilon_{\pi^0}(p)$ 。两个控制样本获得的结论相互一致, 并由此确定了动量依赖的关系: $\Delta\varepsilon_{\pi^0}(p) = (0.06 - 2.41 \times p)\%$ ^[192]。为保守估计系统误差, 本研究首先将上述关系式中各参数值修改正负 2σ (其中 σ 表示参数的统计误差), 以充分考虑斜率参数和截距参数的误差。随后, 通过在每个动量区间内根据信号 MC 样本的权重进行加权求和, 最终得到总系统误差:

$$\frac{n_1}{N} \Delta\varepsilon_{\pi^0}(p_1) + \frac{n_2}{N} \Delta\varepsilon_{\pi^0}(p_2) + \frac{n_3}{N} \Delta\varepsilon_{\pi^0}(p_3) \cdots \quad (4.8)$$

其中, n_i 表示重建级别第 i 个 bin 区间内的信号 MC 事例数; N 为产生子级别各动量区间内的信号 MC 总事例数。具体数值结果详见表 4.10。

对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变模式, 来自 $\Sigma \rightarrow p\pi^0$ 和 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程的 π^0 重建的系统误差分别是 0.9% 和 1.1%。考虑到它们之间是相关联的, 因此该衰变过程中由于 π^0 重建导致的总系统误差为 2.9%。

对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变模式, 重建策略是只重建了一个 $\Sigma \rightarrow p\pi^0$ 过程的 π^0 , 并且其相应的系统误差为 0.8%。因此, 该衰变过程中由于 π^0 重建导致的总系统误差为 0.8%。

- (iv) **运动学拟合**: 由运动学拟合带来的系统误差是通过比较是否使用螺旋径迹

表 4.10 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式, 在 π^0 各个动量区间内的 n 和 $\Delta\epsilon_{\pi^0}(p)$ 的值。

MC of $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$							
P_{π^0} [GeV/c]	π^0 from Σ^+		π^0 from $\bar{\Sigma}^-$		π^0 from ω		$\Delta\varepsilon_{\pi^0}(p)\%$
	n	$n/N(\%)$	n	$n/N(\%)$	n	$n/N(\%)$	
(0, 0.2]	79483	45.30	72649	41.40	56674	32.30	0.36
(0.2, 0.4]	94643	53.93	101084	57.61	89045	50.74	1.19
(0.4, 0.6]	1351	0.77	1744	0.99	27486	15.66	2.02
(0.6, 0.8]	1	0	0	0	2264	1.29	2.85
误差值 (%)	0.9		0.9		1.1		

MC of $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$						
P_{π^0} [GeV/c]	π^0 from Σ^+		π^0 from $\bar{\Sigma}^-$		$\Delta\varepsilon_{\pi^0}(p)\%$	
	n	$n/N(\%)$	n	$n/N(\%)$		
(0, 0.2]	181484	53.44	193153	56.88	0.36	
(0.2, 0.4]	157341	46.33	145913	42.97	1.19	
(0.4, 0.6]	753	0.22	512	0.15	2.02	
误差值 (%)	0.8		0.8			

参数修正方法之间关于探测效率的差异来估计的^[194]。其中使用的相关修正参数是依据 BESIII 合作组数据质量组的研究结果, 详见表 4.11。

表 4.11 本分析关于螺旋径迹参数修正方法所使用的参数值^[195]。

	ϕ_0	k	$tg\lambda$
	$\sigma^{\text{data}} - \sigma^{\text{MC}}$	$\sigma^{\text{data}} - \sigma^{\text{MC}}$	$\sigma^{\text{data}} - \sigma^{\text{MC}}$
π^+	1.15	1.14	1.09
π^-	1.16	1.13	1.09
K^+	1.17	1.12	1.07
K^-	1.16	1.11	1.09
p	1.125	1.168	1.090
$\bar{p}$	1.107	1.112	1.062

(v) **质量窗**: 本研究考虑了 $\psi(3686) \rightarrow J/\psi + X$ ($X = \pi\pi, \eta$) 等主要本底道, 通常采用一维质量窗进行压低。由这些质量窗的应用所引入的系统误差是通过变化各个质量窗区间正负一倍质量分辨来估计。

对于 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维质量窗, 它的系统误差是通过控制样本 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 来研究的。通过比较数据和 MC 模拟关于 Σ 信号挑选效率上的差异, 最终确定两种衰变模式对应二维质量窗系统误差。关于该控制样本的具体事例选

择标准及选择效率的定义，详见附录 D。表 4.12 总结了两种衰变模式中由质量窗选择引入的系统误差的具体数值。

表 4.12 对于两种衰变模式来自质量窗的系统误差，其中 “ ω -mode” 和 “ ϕ -mode” 分别对应 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 两种模式；表中数值以 “%” 为单位。

模式	质量窗	相对误差	总和
ω -mode	$ RM(\pi^+ \pi^-) - m_{J/\psi} > 10 \text{ MeV}/c^2$	1.1	3.0
	$ RM(\pi^0 \pi^0) - m_{J/\psi} > 15 \text{ MeV}/c^2$	2.3	
	$ M(\pi^0 \pi^0 \pi^0) - m_\eta > 13 \text{ MeV}/c^2$	1.2	
	$ M(p \pi^-) - m_\Lambda > 6 \text{ MeV}/c^2$	0.4	
	$ M(\bar{p} \pi^+) - m_{\bar{\Lambda}} > 6 \text{ MeV}/c^2$	1.0	
	$\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维质量窗	0.1	
ϕ -mode	$ RM(\pi^0 \pi^0) - m_{J/\psi} > 9 \text{ MeV}/c^2$	1.8	2.0
	$\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 二维质量窗	0.8	

(vi) **拟合过程：**由拟合过程引入的系统误差包括拟合区间的选择、信号和本底形状的描述等。

- **拟合区间** 为评估拟合区间引入的系统误差，本研究采用以下方法：在 $[650-20, 650+20] \text{ MeV}/c^2$ 范围内随机变化拟合下限，在 $[910-20, 910+20]$ (或 $[1100-20, 1100+20]$) MeV/c^2 范围内随机变化拟合上限。对于每个随机调整后的拟合区间，分别计算相应的探测效率、信号产额及分支比。通过 800 次独立抽样，获得分支比分布如图 4.27 所示。本研究采用高斯函数对分布进行拟合，并将拟合得到的方差作为拟合区间引入的系统误差估计值。
- **信号形状：**通过将描述信号的方式改变为仅使用 MC 模拟形状，以估计来自信号形状的系统误差。并将相对标准结论变化的差异作为来自该项的系统误差。
- **非峰状本底：**平滑本底形状的系统误差通过将二阶切比雪夫多项式 (或 ARGUS 函数) 替换为三阶多项式函数，并比较替换后分支比结论的变化以作为该项系统误差估计值。

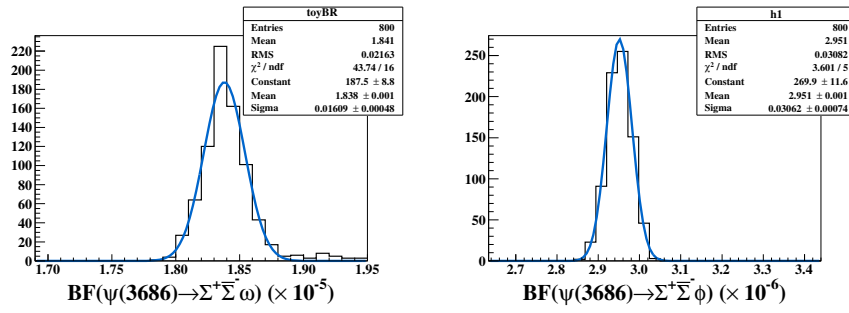


图 4.27 对拟合区间范围随机抽样后得到的对应分支比结论的分布。

- Δ-相关的峰状本底** 本研究将潜在峰状本底 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- V (V = \omega, \phi)$ 的影响纳入系统误差考虑。具体方法为：首先在拟合过程中包含这些过程的期望本底贡献，随后重新测量分支比。将所得结果与标准结论的差异作为该项系统误差，具体数值总结于表 4.13 总结所示。在计算上述本底的期望值时，本研究采用以下假设：(1) 未知分支比 $\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- V)$ 与相应信号道处于相同分支比水平；(2) 对于 $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$ 过程，基于 Δ^+ 可衰变为 $p\pi^0$ 或 $n\pi^+$ ，并利用同位旋/克莱布希-戈登系数计算相对分支比，得到关系式 $\frac{\mathfrak{B}(\Delta^+ \rightarrow p\pi^0)}{\mathfrak{B}(\Delta^+ \rightarrow n\pi^+)} \sim 2$ (类似 Λ 重子衰变情况)。因此，本研究假设 $\mathfrak{B}(\Delta^+ \rightarrow p\pi^0) \sim 66\%$ 。

 表 4.13 数据中来自 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- V (V = \omega, \phi)$ 的期望本底贡献、以及对分支比结论的影响。

本底道	衰变分支比	$\varepsilon_{\text{pollution}}$	期望事例数	误差值 (%)
$\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- \omega$	$\sim 1 \times 10^{-5}$	$< 3.33 \times 10^{-7}$	~ 0.0009	忽略
$\psi(3686) \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^- \phi$	$\sim 1 \times 10^{-6}$	2.50×10^{-4}	0.14	0.2

(vii) **边带区间**：本研究通过以下两种方法评估与二维边带区间选择相关的系统误差：(1) 将边带区间扩大或缩小一个质量分辨；(2) 将本底贡献的期望值调整一倍统计误差范围。这些方法测得的分支比与标准结论的最大差异作为该项的系统误差。

(viii) **连续过程本底的干涉效应**：由于 $\psi(3686)$ 共振态与连续过程本底的振幅

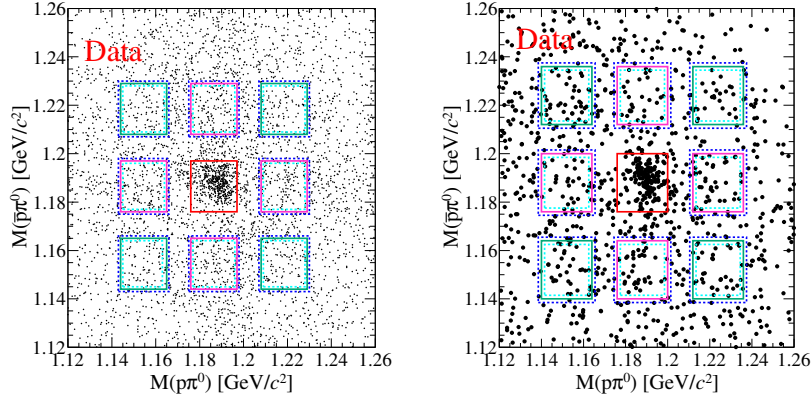


图 4.28 数据中关于 $M(p\pi^0)$ 与 $M(\bar{p}\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。(左) $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 衰变过程。(右) $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程。

相对大小及相位差异，信号道衰变过程与连续过程本底之间可能存在干涉效应。基于前述第 4.4.2.2 和第 4.5.2.2 节的研究，仅 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 过程可能受到连续过程本底的影响，其潜在的干涉效应将作为系统误差来源进行估计。首先，对于特定独有末态 f ，其总截面可表示为：

$$\sigma_{\text{tot}}^f(s) = \left| a_c^f(s) + e^{i\varphi} \cdot a_R^f(s) \right|^2 \quad (4.9)$$

其中， $\sqrt{s}$ 为质心能量， a_c^f 和 a_R^f 分别为连续过程本底和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 过程的振幅， ϕ 为两振幅之间的相对相位。干涉效应的系统误差定义为在相加性干涉 ($\Phi = \frac{\pi}{2}$) 与相消性干涉 ($\Phi = \frac{3\pi}{2}$) 之间 r_f^R 的差异。其中， r_{fR} 表示干涉项的截面与 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 过程产生截面的比值，其定义如下 [222]：

$$r_R^f = \frac{2}{hc} AB \sin \varphi, \quad A = \sqrt{\frac{\sigma_c^f(s)}{B_f}} \quad (4.10)$$

式中， hc 为转换常数， $\sigma_c^f(s)$ 为连续过程截面， B_f 为本分析获得的 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 分支比， B 为依赖共振参数的常数，其表达式为： $B(= \frac{m_{\psi(3686)}}{\sqrt{12\pi\mathcal{B}(\psi(3686) \rightarrow e^+e^-)}})$ [222]。

连续过程截面 $\sigma_c^f(s)$ 通过下式计算：

$$\sigma_c^f(s) = \frac{N_{\text{net}}}{\mathcal{L}_{\psi(3773)}\epsilon} \times \frac{s_{3773}}{s_{3686}} \quad (4.11)$$

其中, $N_{\text{net}} = 6.1 \pm 4.1$ 为从 $\psi(3770)$ 数据中拟合得到的 ω 信号产额。考虑到连续过程截面与 $1/s$ 的依赖关系, 将 $\sqrt{s} = 3.773$ GeV 数据的截面归一至 $\sqrt{s} = 3.686$ GeV 数据。由于缺乏足够的连续区数据样本, 无法确定相对相位角, 因此对该项影响进行保守估计: 取 $\varphi = 90^\circ$ 和 $\varphi = -90^\circ$ 时 r_R^f 的差异作为干涉效应的系统误差。基于相位角的先验分布 (prior distribution) 为均匀分布的假设, 该差异需除以 $\sqrt{12}$, 最终确定为 3.1%, 作为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 衰变过程中来自干涉效应的系统误差。上述讨论所用参数总结于表 4.14 中所示。

表 4.14 关于 Δr_R^f 的计算结果, 以及相关的参数值。

衰变过程	$\hbar c$	B (GeV)	σ_c^f (fb)	B_f	Δr_R^f (%)
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$	0.197	6.74	117.7	1.89×10^{-5}	3.1

(ix) **MC 模拟:** 与 MC 模拟相关的系统误差主要来源于以下两个方面: (1) BODY3 产生子的应用; (2) 数据与 MC 模拟中末态粒子极角分布的差异。

- **BODY3 产生子的应用:** 本研究通过以下方法评估 BODY3 产生子引入的系统误差:

1. 将输入的达利兹图的分 bin 数目变化 25%
2. 将一维边带区间向左或向右移动一个质量分辨率
3. 将 BODY3 产生子中输入的达利兹图分布的本底水平调整 1σ (σ 表示根据拟合结果确定的本底水平统计误差)

上述改变对探测效率的影响总结于表 4.15。本研究将探测效率变化最大的情况作为第一类系统误差。

- **数据-MC 模拟的一致性:** 本研究通过比较数据和 MC 模拟中末态粒子的极角分布 ($\cos \theta$) 和动量分布之间的差异 (如图 4.14 和 4.25 所示), 发现两者存在部分不一致性。为评估这种不一致性对结论的影响, 本研究采用逐 bin 修正方法对 MC 模拟中的 $\cos \theta_p$ 、 $\cos \theta_{\pi(K)}$ 和 $\cos \theta_\gamma$ 分布进行校正, 使其与数据一致。

具体修正方法如下：将每个 $\cos\theta_{\text{particle}}$ 分成若干 bin，计算各 bin 中关于信号 MC 与数据事例数的比率 $R^i = N_{\text{Data}}^i / N_{\text{MC}}^i$ ，其中 N_{Data}^i 表示第 i 个 bin 中扣除本底后的信号事例数， N_{MC}^i 表示第 i 个 bin 中信号 MC 的事例数 (如图 4.29 和 4.30 所示)。随后，根据上述权重对各 bin 中的 MC 事例数进行修正，并将修正前后效率的差异即作为相应的系统误差。最终结果总结于表 4.16。

表 4.15 关于 BODY3 产生子的应用所含各误差项对于探测效率的影响。其中“ ω ”和“ ϕ ”分别对应 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变模式的相关结论 (单位为 “%”)。

	Bin=15	Bin=25	1D sideband enlarge 1σ	1D sideband reduce 1σ	-1σ BKG. level	$+1\sigma$ BKG. level
$\Delta\epsilon(\omega\text{-模式})$	0.3	0.2	1.8	0.	0.6	1.2
$\Delta\epsilon(\phi\text{-模式})$	1.0	1.0	0.4	1.4	0.8	0.5

表 4.16 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变过程来自数据-MC 模拟不一致性的系统误差。表中数值以 “%” 为单位。

ω -模式	$\cos\theta_{\text{particle}}$	Σ^+	$\bar{\Sigma}^-$	ω	p	$\bar{p}$	π^+	π^-	$\gamma_{\Sigma^+}^A$	$\gamma_{\Sigma^+}^B$	$\gamma_{\bar{\Sigma}^-}^A$	$\gamma_{\bar{\Sigma}^-}^B$	γ_{ω^A}	γ_{ω^B}
	误差	2.0	0.7	0.7	1.6	0.2	0.8	0.9	2.9	2.5	1.6	1.4	3.3	0.9
ϕ -模式	$\cos\theta_{\text{particle}}$	Σ^+	$\bar{\Sigma}^-$	ϕ	p	$\bar{p}$	K^+	K^-	γ_A	γ_B				
	误差	2.2	1.7	2.8	1.4	1.9	3.1	3.4	3.3	3.3				

(xi) 引用分支比：计算分支比结论时从 PDG^[5] 中引用的分支比及其相对系统误差如表 4.17 所示。

表 4.17 从 PDG 中引用的分支比及其对应的相对误差。

衰变模式	分支比 (%)	相对误差 (%)
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ or c.c.	51.57 ± 0.30	0.58
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	89.2 ± 0.7	0.78
$\phi \rightarrow K^+K^-$	49.1 ± 0.5	1.02
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	98.823 ± 0.034	0.03

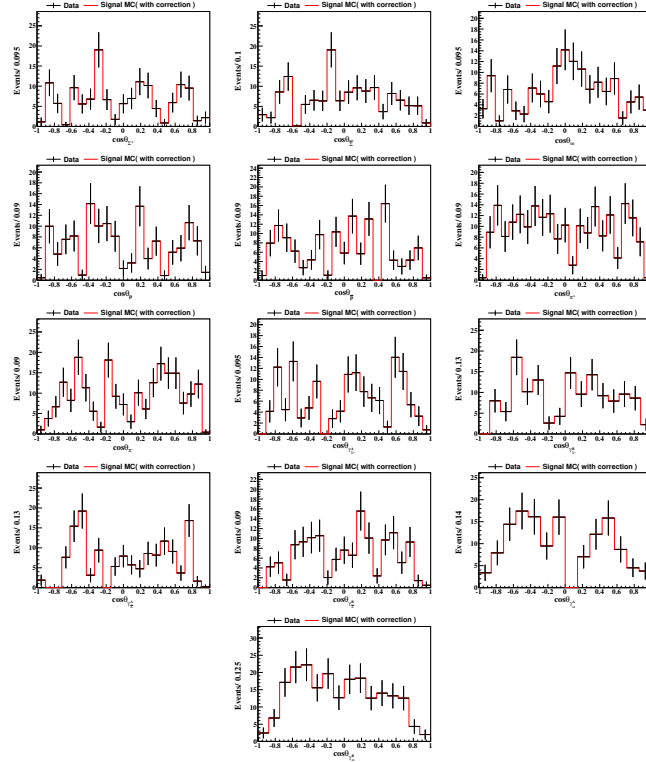


图 4.29 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 衰变模式，数据和 MC 样本关于末态径迹的极角分布比较。其中红色曲线代表修正后的信号 MC 样本；黑色误差棒代表扣除本底贡献后的数据样本。

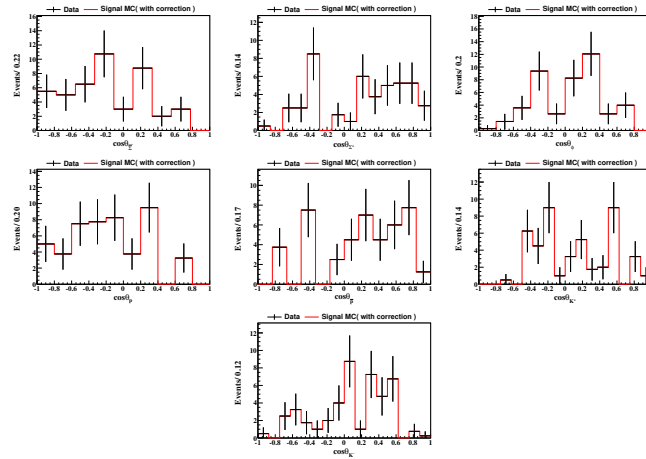


图 4.30 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 衰变模式，数据和 MC 样本关于末态径迹的极角分布比较。

(xii) $\psi(3686)$ 的总事例数:

来自 $\psi(3686)$ 数据的总事例的系统误差是通过 $\psi(3686)$ 的单举强子衰变进行研究的, 并确定为 0.5%^[133].

各项相对系统误差如表 3.29 所示。假设各误差项相互独立, 通过对其平方和开方计算得到总系统误差值。

表 4.18 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式的系统误差值 (%)。

误差项	$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$	$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$
径迹重建效率	2.9	2.9
粒子鉴别	2.9	2.9
光子探测效率	3.0	1.0
π^0 重建	2.9	0.8
运动学拟合	1.5	1.9
质量窗	3.0	2.0
拟合区间	0.9	1.0
信号形状	0.8	1.8
平滑本底	1.6	2.2
Δ^+ 相关的峰状本底	忽略	0.2
干涉效应	3.1	忽略
边带区间	4.5	9.4
MC 模拟	6.6	8.1
引用分支比	1.4	1.6
$N_{\psi(3686)}$	0.5	0.5
总和	11.2	13.9

4.7 本章总结

本研究基于 BESIII 实验采集的 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 数据样本, 系统研究了 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式, 并首次观测到其显著信号。测得的分支比如下:

$$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega) = (1.89 \pm 0.18 \pm 0.21) \times 10^{-5}, \quad (4.12)$$

以及

$$\mathfrak{B}(\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi) = (2.96 \pm 0.54 \pm 0.41) \times 10^{-6} \quad (4.13)$$

其中，误差项分别对应统计误差和系统误差。通过分析过 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ， $\Sigma^+ (\bar{\Sigma}^-) V (V = \omega, \phi)$ 的不变质量谱分布，本研究对可能的中间态结构进行了检查，但未发现显著的相关迹象。

本研究的测量结果与类似的三体衰变过程 (如 $J/\psi(\psi(3686)) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \eta$ ^[202], $\psi(3686) \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^0(\eta)$ ^[203], 和 $\psi(3686) \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \omega$ ^[204] 等) 的分支比水平基本一致, 均在 $\sim 10^{-5}$ 量级。特别地, $\mathfrak{B}\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 与同位旋伙伴过程 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0 \phi$ 的测量结果^[223] 在一倍统计误差内符合同位旋守恒。

随着未来实验数据的不断积累，本研究涉及的物理目标有望得到更深入的理解。同时，这些结果将为验证夸克模型的理论计算提供重要输入参数^[5]。

第 5 章 BESIII 实验上 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 过程的研究

5.1 研究背景

在正负电子湮灭到共振态的过程 $e^+e^- \rightarrow R$ 中，共振态 R 通常通过虚光子产生，因此 R 仅限于具有量子数 $J^{PC} = 1^{--}$ 的矢量粒子。长期以来，这一机制导致人们普遍认为正负电子湮灭无法直接产生 $\chi_{cJ} (J = 0, 1, 2)$ 介子，从而使得 χ_{cJ} 的衰变在实验和理论研究中未获得与矢量粲偶素态 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 同等的关注。

基于 BESIII 实验采集的全球最大 $\psi(3686)$ 数据样本，通过辐射衰变 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ 可产生 χ_{cJ} 事例，且每个过程的衰变分支比均约为 9%，这为深入研究 χ_{cJ} 的性质和衰变机制提供了理想的实验条件。

当前的理论研究表明，色八重态机制 (COM)^[53,224–227] 可能对 P 波粲偶素的衰变产生显著影响。然而，部分理论预测与实验测量结果^[5,173,228,229] 之间存在一定差异。因此，为深入理解 χ_{cJ} 衰变的动力学机制，开展大量精确的 χ_{cJ} 强子衰变测量显得尤为重要。

基于与第 4.1 节相似的物理动机，本研究聚焦于粲偶素粒子 $\chi_{cJ} \rightarrow H\bar{H}V$ 末态过程，其中“H”和“V”分别表示超子和矢量介子。该研究对于探索可能的 $H\bar{H}$ 阈值增强效应以及 HV 子系统中的重子激发态具有重要价值。例如，在 BESII 实验的 $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 衰变中首次观测到 $p\bar{p}$ 系统的阈值增强现象^[230]，随后 BESIII 以更高精度验证了这一发现^[231]。此外，在 $e^+e^- \rightarrow \phi\Lambda\bar{\Lambda}$ ^[209] 等过程中，观测到 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 产生阈值附近的增强现象，为 $\eta(2225) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 衰变假设的真实性提供了实验依据^[210]。在近阈散射实验 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ ^[232] 以及 $\psi(3686) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\eta$ 的粲偶素衰变中， $\Lambda\eta$ 质量谱上观测到了激发态 $\Lambda(1670)$ ^[203]。然而，关于 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 系统的阈值增强效应以及 $\Lambda\phi$ 子系统中的 Λ 激发态的实验研究仍较为有限。事实上，目前关于 P 波粲偶素衰变 $\chi_{cJ} \rightarrow H\bar{H}V$ 的研究^[5,233–235] 仍显不足。探索此类衰变模式可能为进一步研究 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 阈值处的潜在增强效应以及理解 Λ 激发态的性质提供新契机。

基于上述目标,本章将开展对三体衰变过程 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 的分支比测量及激发态结构寻找的工作。该过程的费曼图如图 5.1 所示。

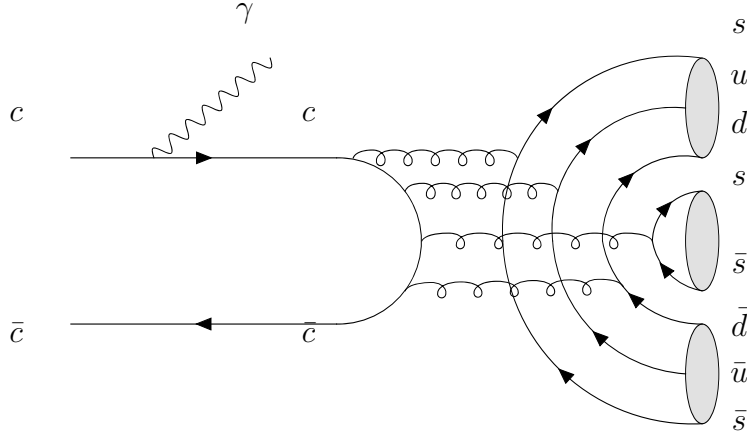


图 5.1 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变模式的费曼图, 其中 $J = 0, 1$, 或 2 。

5.2 数据和 MC 模拟样本

本分析在 BOSS709 环境下完成, 基于 BESIII 探测器采集的 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 数据开展研究。此外, 为辅助分析连续本底的影响, 还使用了在 3.650 GeV 处采集的连续区数据。上述数据样本的详细信息汇总于表 2.2。

为研究 $\psi(3686)$ 衰变的本底情况, 采用了官方产生的 $\psi(3686)$ 单举 MC 样本。同时, 使用 PHSP 产生子模拟了各信号过程的遍举 MC 样本, 详细信息如表 5.1 所示。

表 5.1 关于信号 MC 样本的信息。

衰变模式 (产生子模型)	事例数 ($\times 10^6$)
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c0}(\text{P2GC0}) \chi_{c0} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi(\text{PHSP}), \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+(\text{PHSP})$ $\Lambda \rightarrow p \pi^-(\text{PHSP}), \phi \rightarrow K^+ K^-(\text{VSS})$	3
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c1}(\text{P2GC1}) \chi_{c1} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi(\text{PHSP}), \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+(\text{PHSP})$ $\Lambda \rightarrow p \pi^-(\text{PHSP}), \phi \rightarrow K^+ K^-(\text{VSS})$	3
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c2}(\text{P2GC2}) \chi_{c2} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi(\text{PHSP}), \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+(\text{PHSP})$ $\Lambda \rightarrow p \pi^-(\text{PHSP}), \phi \rightarrow K^+ K^-(\text{VSS})$	3

5.3 事例选择标准

- **带电径迹：**由于末态包含长寿命粒子 Λ ，因此对带电径迹不施加任何顶点限制。仅要求满足探测器接受角的条件，即 $|\cos \theta| < 0.93$ 。
- **光子：**对于好光子径迹，要求满足 (1) 在桶部区域 ($|\cos \theta| < 0.8$) 的沉积能量大于 25 MeV，或在端盖区域 ($0.86 < |\cos \theta| < 0.92$) 大于 50 MeV；(2) 在电磁量能器内形成簇射团的时间与对撞事例形成的时间差在 700 ns 以内。
- **$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建：**首先遍历所有正负带电径迹对，并通过次级顶点拟合^[236] 分别重建 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 。采用最小化方法选择与 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 标准质量 (m_Λ 和 $m_{\bar{\Lambda}}$ ^[5]) 偏差最小的组合，即 $\Delta_{\min} = \sqrt{(M(p\pi^-) - m_\Lambda)^2 + (M(\bar{p}\pi^+) - m_{\bar{\Lambda}})^2}$ 。随后要求 $p\pi^-$ 和 $\bar{p}\pi^+$ 对的不变质量满足 $|M(p\pi) - m_\Lambda| < 6 \text{ MeV}/c^2$ ，即 Λ 标准质量附近三倍质量分辨的范围，如图 5.2 所示。其中 $M(p\pi^-/\bar{p}\pi^+)$ 代表 $p\pi^-$ 和 $\bar{p}\pi^+$ 不变质量谱叠加后的分布。

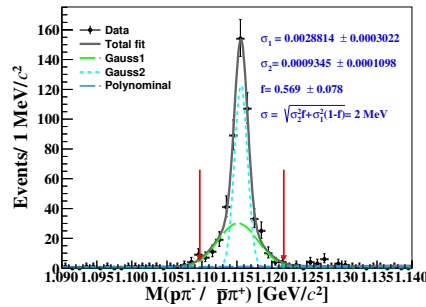


图 5.2 对数据中 Λ 的质量分辨的拟合结果。在拟合过程中，采用双高斯函数描述信号分布，同时使用多项式函数描述本底分布。其中，两个高斯函数的标准偏差分别表示为 σ_1 和 σ_2 ， f 表示第二个高斯函数的归一化权重。最后，通过加权平均关系 $\sqrt{\sigma_2^2 \cdot f + \sigma_1^2 \cdot (1-f)}$ 计算得到 Λ 的质量分辨。

对于 Λ 候选事例的衰变长度 (L_Λ)，要求其大于零。图 5.3 展示了数据和 MC 样本中 $L_{\Lambda(\bar{\Lambda})}$ 和 $M(p\pi^- (\bar{p}\pi^+))$ 的分布。其中， Λ 的一维信号区间定义为 $|M(p\pi^- (\bar{p}\pi^+)) - m_{\Lambda(\bar{\Lambda})}| < 6 \text{ MeV}/c^2$ ，边带区间定义为 $10 < |M(p\pi) - m_\Lambda| < 22 \text{ MeV}/c^2$ 。需要说明的是，为避免探测效率损失以及对于 Λ 重建程序优越性的认识，未在 Λ 重建过程中使用粒子鉴别技术。

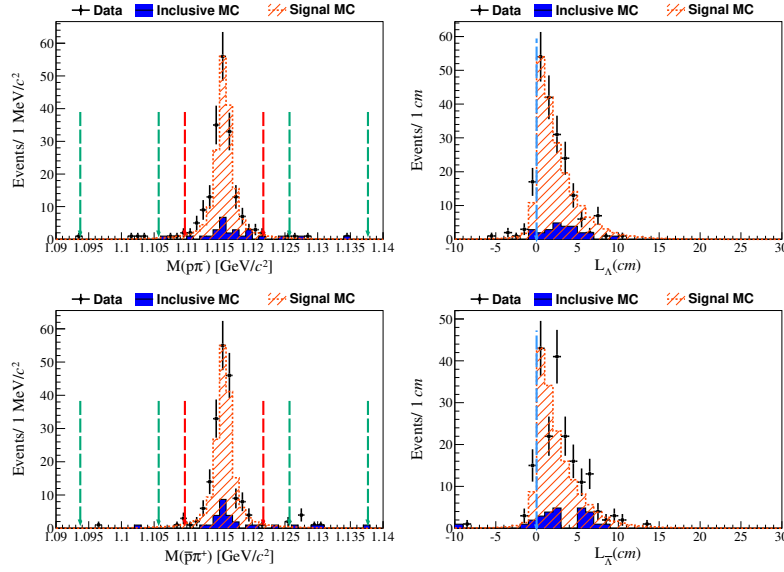


图 5.3 数据和 MC 样本关于 $M(p\pi)$ 、以及 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变长度的分布。红色曲线代表 $\chi_{c2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 过程的 MC 样本。

- K^+K^- 对的挑选：**通过粒子鉴别从非 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变出的好带电径迹中挑选出一对 K^+K^- ，并要求其满足以下顶点限制： $|V_z| < 10$ cm， $|V_{xy}| < 1$ cm。随后，通过限制 K^+K^- 组合的不变质量谱在 $|M(K^+K^-) - m_\phi| < 18$ MeV/ c^2 范围内来挑选 ϕ 信号。此外，将 $1.055 < |M(K^+K^-)| < 1.127$ GeV/ c^2 选为边带区间，用于估计非- ϕ 本底的峰状贡献。这些区间均基于信号 MC 中 ϕ 信号的质量分辨确定，如图 5.4 (左图) 所示。图 5.4 (右图) 展示了数据和 MC 样本中 $M(K^+K^-)$ 的分布，可见数据中存在显著的 ϕ 信号事例。

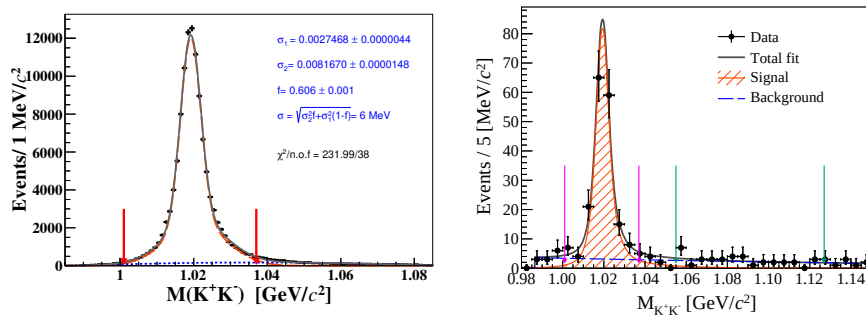
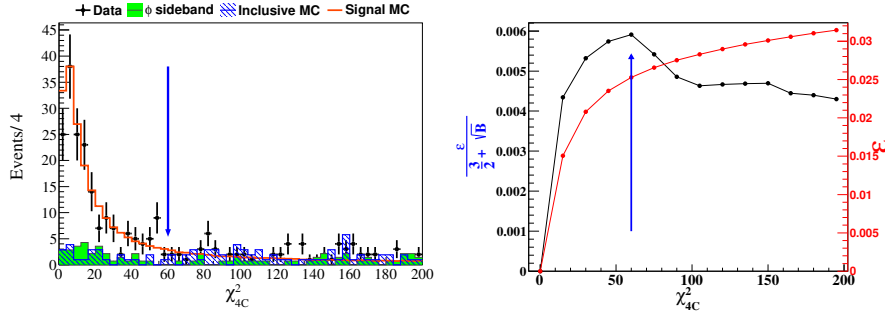
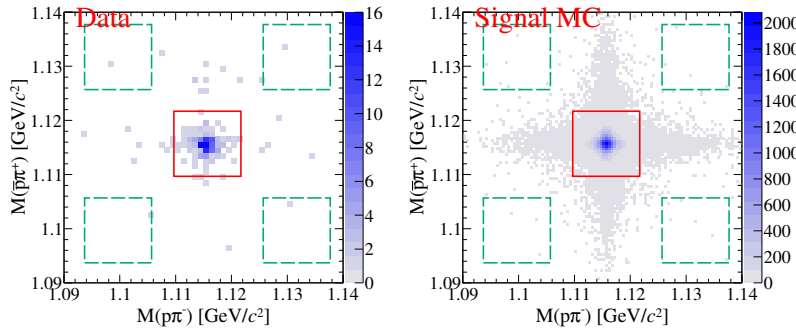


图 5.4 (左) 信号 MC 中关于 ϕ 信号质量分辨的拟合结果。(右) 数据中关于 $M(K^+K^-)$ 的分布。其中红色箭头代表 ϕ 的信号区间，绿色箭头代表 ϕ 的边带区间。

- 运动学拟合：**为进一步压低本底并提高分辨，对上述筛选后的 $\gamma \Lambda \bar{\Lambda} K^+ K^-$ 组合施加四动量守恒约束 (4C) 的运动学拟合。若存在多个光子，则保留具有最小 χ_{4C}^2 的组合供后续分析使用。此外，采用 Punzi 优化方法 $\frac{\varepsilon}{\frac{a}{2} + \sqrt{N_{\text{bkg}}}}$ [237] 确定运动学拟合的 χ_{4C}^2 截断值为 60，如图 5.5 所示。其中， ε 为探测效率， $a = 3$ 为该测量过程预期的信号显著性， N_{Bkg} 为基于 $\psi(3686)$ 单举 MC 样本估计的预期本底事例数。


 图 5.5 (左) 数据和 MC 样本中关于 χ_{4C}^2 的分布。(右) FOM 优化的分布。

- $\Lambda \bar{\Lambda}$ 二维质量窗：**在施加了上述事例挑选条件后，数据和 MC 样本关于 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\bar{p}\pi^+)$ 比较的二维散点图如图 5.6 所示。其中红色框是二维 $\Lambda \bar{\Lambda}$ 信号区域，可以清楚地观察到该范围内出现的 $\Lambda \bar{\Lambda}$ 对事例。


 图 5.6 数据和 MC 样本中关于 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\bar{p}\pi^+)$ 比较的二维散点图分布。

由于味守恒，数据未出现明显的单- $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 过程的本底事例。因此，如绿色框所示的二维边带区间仅用于估计非- $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 本底的峰状贡献，例如过程 $\psi(3686) \rightarrow p \bar{p} \pi^+ \pi^- \phi$ 。二维边带区间在二维信号区间内的本底贡献通过以下关系进行归一化： $\sum_{i=1}^4 B_i/4$ ，其中 i 依次代表图 5.7 中显示的四个边带区间，即 $[1125.7, 1137.7] \cup [1125.7, 1137.7] \text{ MeV}/c^2$ ，或 $[1093.7, 1105.7] \cup$

$[1093.7, 1105.7] \text{ MeV}/c^2$ ，或 $[1093.7, 1105.7] \cup [1125.7, 1137.7] \text{ MeV}/c^2$ 或 $[1025.7, 1137.7] \cup [1093.7, 1105.7] \text{ MeV}/c^2$ 。图 5.7 展示了来自上述二维边带区间的事例在 $M(\Lambda\bar{\Lambda}\phi)$ 上的分布，可见剩余事例极少，且分布中并未出现峰状贡献。因此，相关本底贡献可以忽略不计。

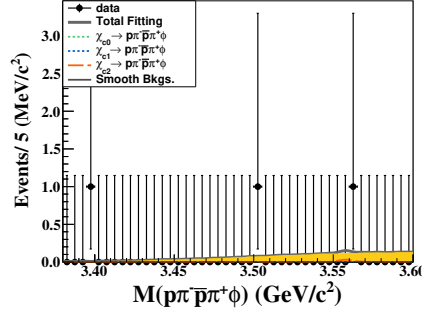


图 5.7 数据中来自 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 二维边带区间事例在 $M(p\pi^-\bar{p}\pi^+\phi)$ 上的分布、及其关于 χ_{cJ} 峰状本底贡献的拟合结果。

- 对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Omega^-\bar{\Omega}^+$ 本底道的压低：此外，图 5.8 展示了数据中 $M(\bar{\Lambda}K^+)$ 与 $M(\Lambda K^-)$ 的二维散点图分布。从中可以观测到数据中存在明显的 $\Omega^-\bar{\Omega}^+$ 重子对事例。

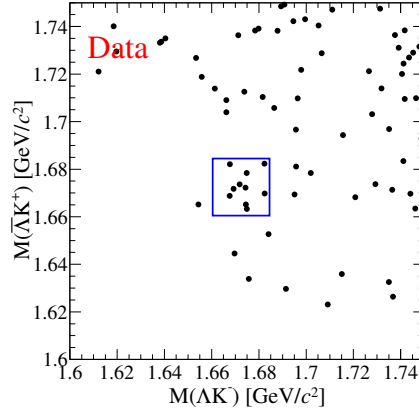


图 5.8 数据和 MC 样本中关于 $M(\bar{\Lambda}K^+)$ 与 $M(\Lambda K^-)$ 比较的二维散点图分布。

这些事例可能来源于 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}, \chi_{cJ} \rightarrow \Omega^-\bar{\Omega}^+$ 本底过程，其衰变末态和信号道相同。通过同时要求 $M(\bar{\Lambda}K^+)$ 和 $M(\Lambda K^-)$ 上的事例不包含 Ω 质量区间内的事例，可以有力的压低该本底道，即 $|M(\Lambda K^-) - m_{\Omega^-}| > 12|$

$\cup |M(\bar{\Lambda}K^+) - m_{\bar{\Omega}^+} > 12| \text{ MeV}/c^2$, 其中 m_{Ω} 表示重子 Ω 的标准质量^[5]。上述区间基于数据中 Ω 的真实质量分辨确定的, 如图 5.9 (左图) 所示。

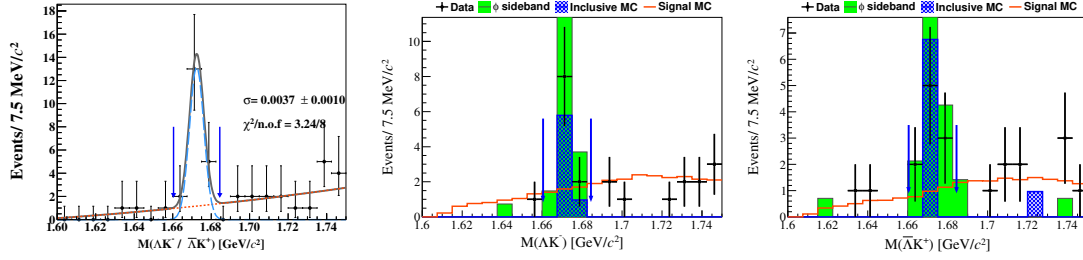


图 5.9 (左) 数据中关于 Ω 质量分辨的拟合结果。其中 $M(\Lambda K^-/\bar{\Lambda}K^+)$ 代表 ΛK^- 和 $\bar{\Lambda}K^+$ 不变质量谱叠加后的分布。(中) 数据和 (右) MC 样本关于 $M(\Lambda K^-)$ 和 $M(\bar{\Lambda}K^+)$ 的分布。

5.4 本底研究

在施加上述所有选择条件后, 图 5.10 (左图) 展示了来自 $\Lambda \bar{\Lambda}$ 二维信号区以及 ϕ 边带区间的事例在 $M(\Lambda \bar{\Lambda} \phi)$ 上的分布。从中可以观测到显著的 $\chi_{c1,2}$ 信号事例, 而单举 MC 样本的事例未显示出明显的峰状贡献 (图中信号道已被屏蔽)。值得注意的是, 绿色直方图对应的 ϕ 边带区间事例似乎存在与 χ_{cJ} 相关的峰状贡献, 后续拟合中将其影响进行考虑。

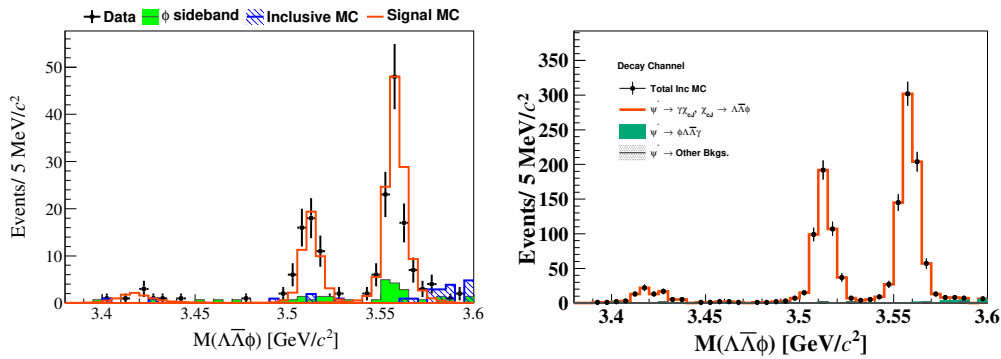


图 5.10 施加全部选择条件后, 数据和 MC 样本关于 $M(\Lambda \bar{\Lambda} \phi)$ 的分布。其中的误差棒分别代表 (左) 数据。(右) 单举 MC。

• 来自 $\psi(3686)$ 衰变的本底:

为进一步确认当前本底情况,对单举 MC 样本进行了拓扑分析,主要的本底道在 $M(\Lambda\bar{\Lambda}\phi)$ 上的分布如图 5.10 (右图) 所示。具体剩余本底道的详细信息列于表 5.2, 其中本底主要来源于 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 过程, 未观察到潜在的峰状本底道。

表 5.2 对于来自单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi(3686) \rightarrow \phi\Lambda\bar{\Lambda}\gamma$	$\pi^+\pi^-K^+K^-p\bar{p}\gamma$	17
2	$\psi(3686) \rightarrow \text{Other smooth backgrounds}$	...	6

• 来自连续区数据的本底

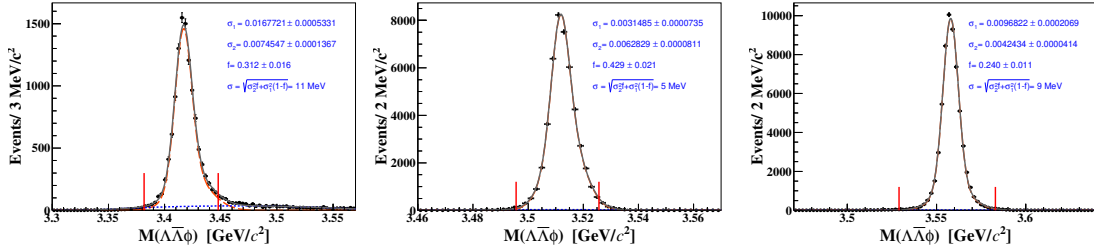
为评估连续区数据的本底贡献,将相同的事例选择条件分别应用于 $\sqrt{s}=3.650$ GeV 和 $\sqrt{s}=3.682$ GeV 的连续区数据样本 (相应数据信息详见表 2.2)。最终没有事例剩余,于是忽略该项本底的影响。

5.5 探测效率

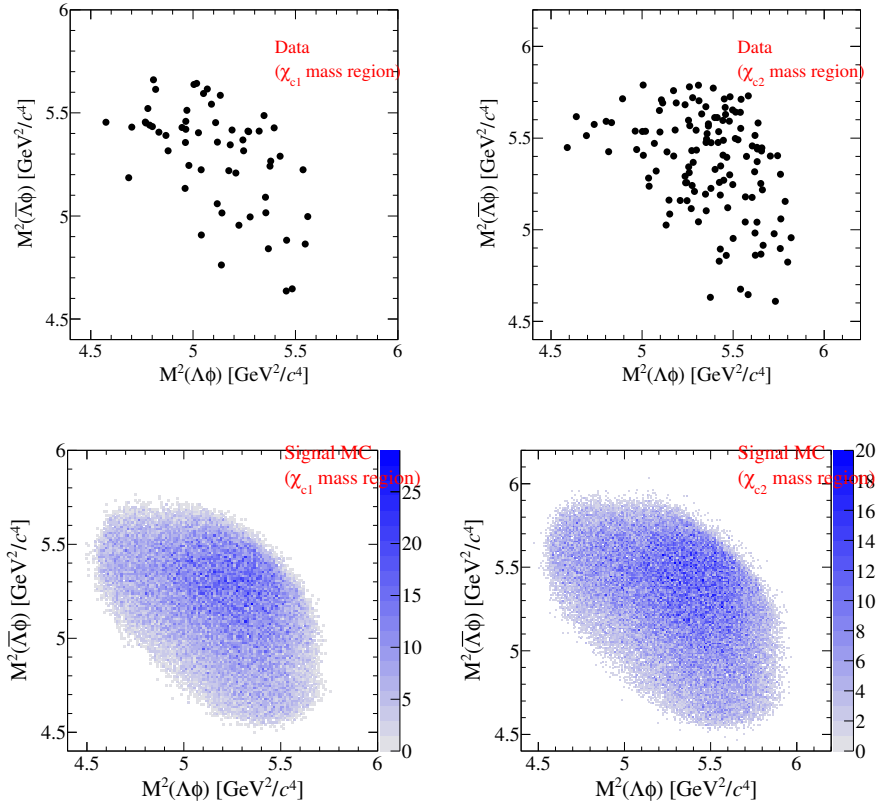
5.5.1 中间态的研究

在 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}, \chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 过程中,潜在的中间态通过 $\Lambda\phi$ 和 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 不变质量谱进行研究。首先, $\chi_{c1,2}$ 的质量区间分别定义为 $[m_{\chi_{c0}} - 22, m_{\chi_{c0}} + 22]$ MeV/ c^2 , $[m_{\chi_{c1}} - 15, m_{\chi_{c1}} + 15]$ MeV/ c^2 和 $[m_{\chi_{c2}} - 27, m_{\chi_{c2}} + 27]$ MeV/ c^2 , 其中 $m_{\chi_{c0,1,2}}$ 为 $\chi_{c0,1,2}$ 的标准质量。这些质量窗区间的选取基于 MC 模拟形状中的质量分辨确定,如图 5.11 所示。在拟合过程中,采用双高斯函数描述信号形状,并计算加权平均标准偏差。最终, χ_{c1} 和 χ_{c2} 的质量窗区间分别取为其正负三倍质量分辨的范围,即 15 MeV/ c^2 和 27 MeV/ c^2 。由于 χ_{c0} 的分辨较宽,其信号区间取其两倍质量分辨的范围,即 22 MeV/ c^2 。

由于 χ_{c0} 衰变模式的信号统计量较少,本研究仅针对 χ_{c1} 和 χ_{c2} 衰变模式中潜在的中间态进行分析。图 5.12 分别展示了 $\chi_{c1,2}$ 衰变模式中信号事例关于


 图 5.11 根据信号 MC 样本对于 $\chi_{c0,1,2}$ 质量分辨的拟合结果。

$M^2(\Lambda\phi)$ 与 $M^2(\bar{\Lambda}\phi)$ 的达利兹图分布。数据中已扣除来自非- $\Lambda\bar{\Lambda}$ 和非- ϕ 事例的本底贡献。对于非- ϕ 本底，通过前述 ϕ 边带区间的事例进行归一化估计，其中归一因子 $f_\phi = 0.71$ 为 ϕ 信号区间和边带区间中本底事例数的比值，如图 5.4 (左图) 所示。图 5.13 为上述达利兹图的相应一维投影分布。然而，受限于现有信号事例的统计量，难以在 $M(\Lambda\bar{\Lambda})$ 和 $M(\phi\Lambda/\phi\bar{\Lambda})$ 中得出是否存在中间态的明确结论。


 图 5.12 来自 $\chi_{c1/2}$ 质量区间的数据和 MC 样本中事例关于 $M^2(\bar{\Lambda}\phi)$ 与 $M^2(\Lambda\phi)$ 比较的达利兹图分布。

5.5.2 探测效率的确定

如图 5.13 所示, 基于 PHSP 模型的信号 MC 样本未能完美模拟数据分布。为确定真实的信号探测效率 (ϵ), 本研究采用基于修正后的数据驱动型 BODY3 产生子模型^[179,180] 对衰变进行模拟。使用 BODY3 产生子模拟的信号 MC 样本在子系统 $\Lambda(\bar{\Lambda})\phi$ 和 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 上的分布与数据符合的非常好, 如图 5.13 所示。在后续分析中, $\chi_{c1,2}$ 模式的探测效率将基于 BODY3 产生子模拟的信号 MC 样本确定, 而统计量较低的 χ_{c0} 模式仍使用 PHSP 模型产生的 MC 样本。

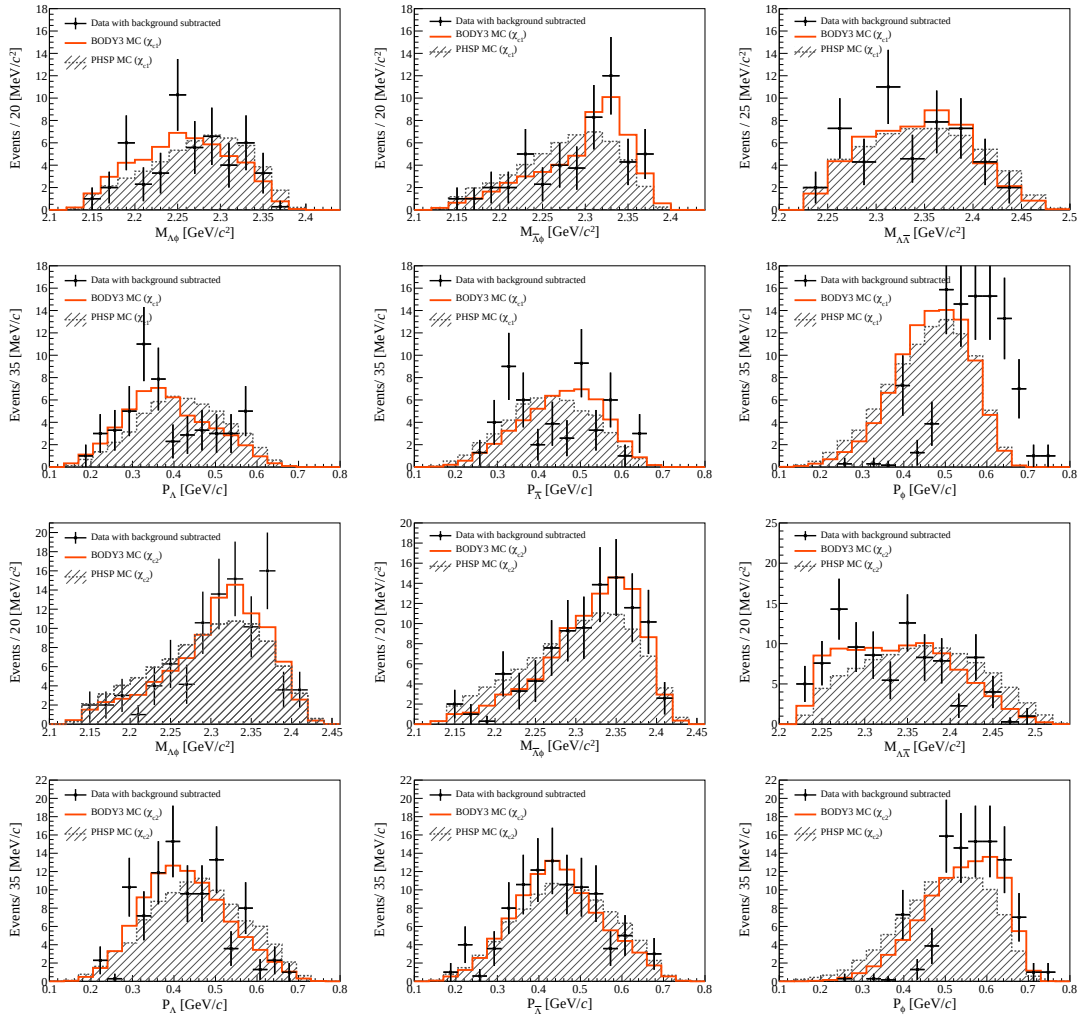


图 5.13 对于数据中 $\chi_{c1,2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变的信号事例, 所有子系统组合的不变质量分布, 以及所包含粒子的动量分布。

表 5.3 总结了事例筛选流程对探测效率的影响。不同 χ_{cJ} 模式间探测效率

的差异可能源于辐射光子极角分布的不同, 如图 5.14 所示。

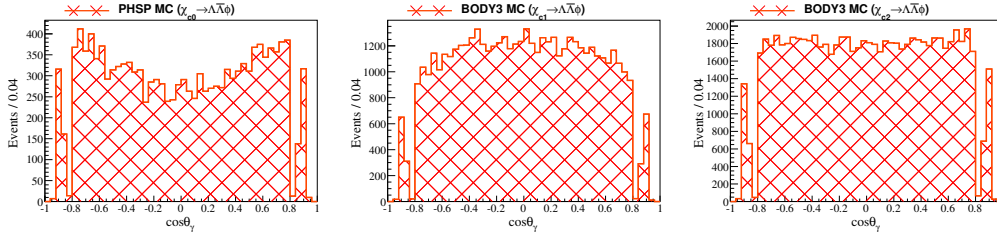


图 5.14 信号 MC 样本中 $\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$ 各个过程关于辐射光子的极角分布。

表 5.3 信号道 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 探测效率筛选流程表。 $N_{\text{obs}}^{\text{net}}$ 代表联合拟合信号 MC 中来自 ϕ 信号以及边带区间的事例的 χ_{cJ} 净信号事例, 即考虑了 ϕ 边带事例扣除后带来的探测效率损失。其中效率的单位为 “%”; 拟合区间的单位为 “GeV/ c^2 ”。

选择条件	χ_{c0}		χ_{c1}		χ_{c2}	
	事例数	相对效率	事例数	相对效率	事例数	相对效率
产生事例数	3000000	100	3000000	100	3000000	100
$N_{\text{charged}} \geq 6$	983448	32.78	1029140	34.24	1159948	38.66
$N_{\gamma} \geq 1$	981349	99.79	1027205	99.81	1157301	99.77
$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建	968394	98.68	1015455	98.86	1146178	99.04
K 介子的粒子鉴别	117494	12.13	210645	20.74	311293	27.16
$K^+ K^-$ 的顶点拟合	102661	87.38	193430	91.83	290647	93.37
运动学拟合	32881	32.02	98039	50.68	151864	52.25
Kaon 的顶点限制	29462	89.60	91692	93.53	144614	95.23
$L_{\Lambda(\bar{\Lambda})} > 0$	22618	76.77	83641	91.22	131250	90.76
$\Lambda \bar{\Lambda}$ 二维质量窗	19247	85.10	70667	84.49	110505	84.19
ϕ 质量窗	17943	93.22	66809	94.54	104856	94.89
$\Omega \bar{\Omega}$ 本底的压低	16928	94.34	66005	98.80	104526	99.69
$\chi_{4C}^2 < 60$	13719	81.04	53459	81.00	82846	79.26
$M(\Lambda \bar{\Lambda} \phi) \in (3.38, 3.6)$	13614	99.23	53459	100	82822	99.97
$N_{\text{obs}}^{\text{net}}$	13368.6 ± 102.2	98.19	48271.3 ± 221.9	90.30	76090.3 ± 278.4	91.87
探测效率	0.45		1.61		2.54	

5.6 信号产额的抽取

本分析采用联合拟合策略, 通过同时对 ϕ 介子信号区与边带区事例的 $M(\Lambda \bar{\Lambda} K^+ K^-)$ 谱进行拟合, 以获取 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变的信号产额。该方法不仅能够扣除非- ϕ 本底的峰状贡献, 还能避免引入额外的系统误差。在拟合过程

中，信号形状通过 MC 模拟形状与高斯函数的卷积来描述，其中高斯函数的参数作为浮动参数并由所有 χ_{cJ} 信号成分共享；非- ϕ 事例的峰状本底则由 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}, \chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}K^+K^-$ MC 模拟的形状描述，其事例数作为浮动参数由联合拟合的两种模式共享。此外，利用小节 5.5 中介绍的归一因子 f_ϕ ，将非- ϕ 的峰状贡献归一后固定到 ϕ 的信号区的拟合部分；剩余的平滑本底事例通过主要本底道 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\Lambda\bar{\Lambda}\phi$ MC 模拟的形状描述，其事例数浮动放开。最终的联合拟合结果如图 5.15 所示。

通过比较拟合中包含与不包含各信号成分时的似然值差异，确定 $\chi_{c1} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 和 $\chi_{c2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变的信号显著性分别为 11.3σ 与 13.0σ 。针对 $\chi_{c0} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 过程信号产额低统计量的特性，采用一种改进的泊松统计方法^[188] 计算其信号显著性：

$$p(n_{\text{obs}}) = P(n \geq n_{\text{obs}} | H_0) = \sum_{n=n_{\text{obs}}}^{\infty} \frac{b^n}{n!} e^{-b} = 1 - \sum_{n=0}^{n_{\text{obs}}-1} \frac{b^n}{n!} e^{-b} \quad (5.1)$$

其中， $s = 6$ 为预期信号事例数， $b = 0.6$ 为预期本底事例数。计算得到 $p = 3.89 \times 10^{-5}$ ，对应显著性水平 4.1σ 。在确定上述各模式的信号显著性时，已经通过改变信号形状、本底形状及拟合范围等方式将系统误差的影响纳入考虑。

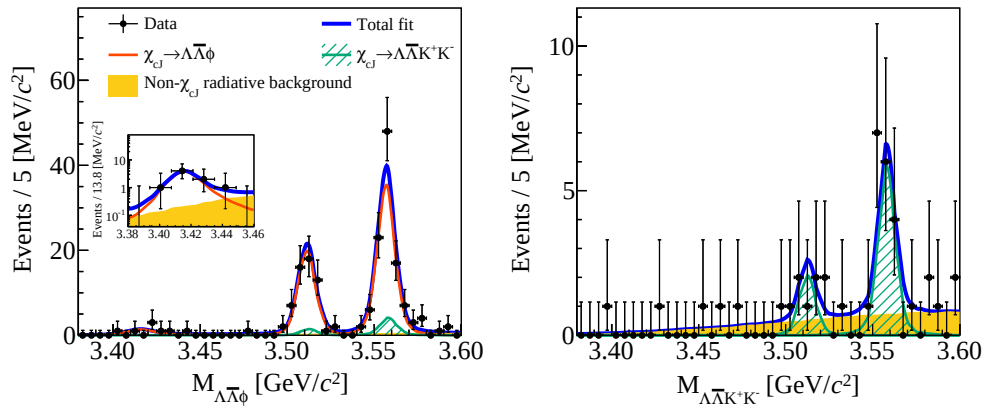


图 5.15 对于来自 ϕ 信号区间与边带区间事例在 $M(\Lambda\bar{\Lambda}K^+K^-)$ 分布的联合拟合结果。

5.7 分支比测量

$\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变过程的分支比可通过下式计算：

$$\mathcal{B}(\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{obs}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathcal{B}(\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{cJ}) \prod_i \mathcal{B}_i \cdot \epsilon_{\chi_{cJ}}}, \quad (5.2)$$

其中, $N_{\text{sig}}^{\text{obs}}$ 表示在数据中观测到的 χ_{cJ} 信号产额, $\prod_i \mathcal{B}_i$ 为各子衰变分支比的乘积 (包括 $\mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ 和 $\mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ 等, 其数值均取自 PDG^[5])。 $N_{\psi(3686)}$ 为 $\psi(3686)$ 数据的总事例数^[133], $\epsilon_{\chi_{cJ}}$ 为探测效率。最终测得的各衰变模式分支比及相关结论总结于表 5.4 中。

表 5.4 对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变模式的数值结果。表中误差仅为统计误差。

衰变模式	$\chi_{c0} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$	$\chi_{c1} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$	$\chi_{c2} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$
$N_{\text{sig}}^{\text{obs}}$	7.2 ± 3.0	51.6 ± 7.7	94 ± 11
$\epsilon_{\chi_{cJ}} (\%)$	0.45	1.61	2.54
$\mathcal{B}(\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) (\times 10^{-5})$	2.99 ± 1.22	6.01 ± 0.90	7.13 ± 0.81
信号显著性 (σ)	4.1	11.3	13.0

★ 交叉检验: $\chi_{c0} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变分支比上限的研究

鉴于 χ_{c0} 模式的信号显著性低于 5σ 且统计量显著不足, 本研究通过估计其分支比上限以验证前述分支比结果的可靠性。首先通过计数统计得到信号区间与边带区的事例数, 并基于统计学中的剖面似然 (Profile Likelihood) 方法, 在 90% 置信水平下计算信号的上限产额。具体而言, 假设信号区间内的信号与本底事例数服从泊松分布, 探测效率服从高斯分布, 同时引入表 5.10 中所列的系统误差作为效率分布的标准差。利用 ROOT 框架中的 TRolke 方法^[238–240] 计算得到包含系统误差的信号事例数上限。最终, 在 90% 置信水平下, 信号事例数上限为 $N_{\text{sig}}^{\text{up}} = 12.4$, 并据此计算分支比上限:

$$\mathcal{B}(\chi_{c0} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) < \frac{N_{\text{sig}}^{\text{up}}}{N_{\psi(3686)} \cdot \mathcal{B}(\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c0}) \prod_i \mathcal{B}_i \cdot \epsilon_{\chi_{c0}}} = 5.14 \times 10^{-5}. \quad (5.3)$$

结果表明, 该上限值能够覆盖当前分支比测量结果, 从而验证了本分析实验测量结论的自洽性与合理性。

5.8 系统误差

本研究已全面考虑了各种系统误差来源对结论的潜在影响, 具体讨论如下。

- (i) **K 介子径迹重建和粒子鉴别:** K 介子径迹重建的系统误差通过控制样本 $J/\psi \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 进行研究^[221], 确定每条径迹的系统误差为 1.0%。基于同一控制样本, Kaon 粒子鉴别的系统误差也被确定为每条径迹 1.0%。
- (ii) **光子探测效率:** 光子探测效率的系统误差通过控制样本 $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 进行研究, 最终确定每个光子的系统误差为 1.0%。
- (iii) **运动学拟合:** 运动学拟合的系统误差通过控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ 以及 $\psi(3686) \rightarrow \eta J/\psi, J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^+ \pi^-$ 进行研究^[241]。通过比较数据与 MC 样本在运动学拟合效率上的差异, 确定系统误差值。最终, 取两个控制样本中较大的差异作为该项系统误差。
- (iv) **$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建:** 在 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建过程中, 系统误差主要来源于质子/反质子和 π 介子的径迹重建效率, 以及 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的重建效率。通过研究控制样本 $J/\psi \rightarrow p K^- \bar{\Sigma}^0 (\rightarrow \gamma \bar{\Lambda}) + c.c.$ 衰变^[241], 基于数据与 MC 模拟之间 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 重建效率的差异, 确定相应的系统误差。
- (v) **质量窗:** 质量窗相关的系统误差通过将质量窗变化一倍质量分辨大小进行估计。重新测得的分支比与标准结果之间的最大差异作为相应的系统误差。具体各项质量窗的系统误差值列于表格 5.5 中。
- (vi) **拟合过程:**
 - **拟合区间:** 拟合区间相关的系统误差通过 Barlow 检验方法进行研究。如表格 5.6 所示, 以 $2 \text{ MeV}/c^2$ 为步长依次测试并得到相应的分支比及 ζ 值。 ζ 值的分布如图 5.16 所示, 未出现显著偏差, 因此忽略其系统误差的影响。

表 5.5 对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 过程来自质量窗的系统误差。

质量窗	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}
ϕ 质量窗	6.0	0.3	0.7
$\Lambda \bar{\Lambda}$ 二维质量窗	5.4	0.3	0.6
$\Omega^- \bar{\Omega}^+$ 二维质量窗	0.4	忽略	0.4
Total	8.2	0.4	1.0

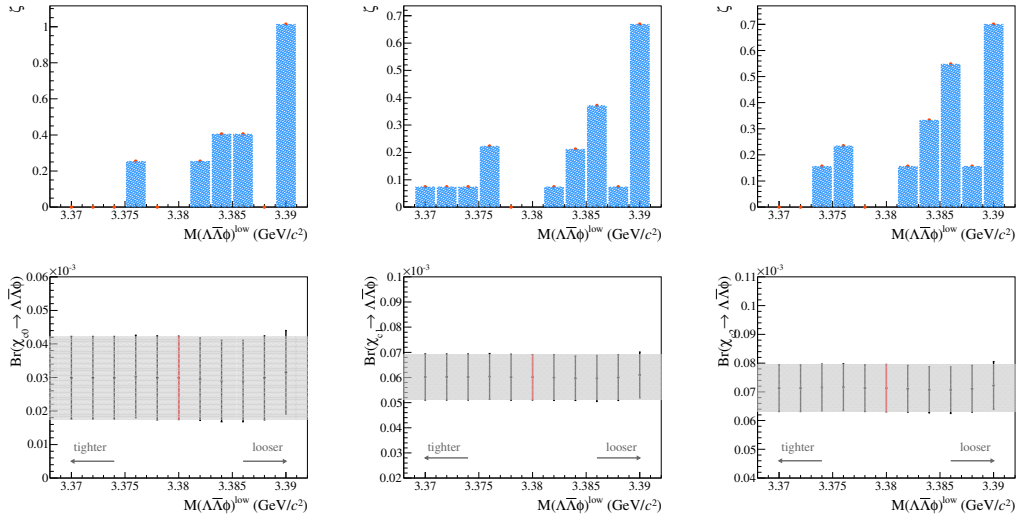

 图 5.16 对于拟合区间进行 Barlow 检验测试对应的 ζ 值、以及相应的 $\mathfrak{B}(\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi)$ 值的分布。

 表 5.6 对于拟合区间进行 Barlow 检验测试相应的 $\mathfrak{B}(\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi)$ ($\times 10^{-5}$) 值。其中误差的单位为“%”。

拟合区间 (GeV/c^2)	$\text{BR}_{\chi_{c0}}$	$\text{RU}_{\chi_{c0}}$	$\text{BR}_{\chi_{c1}}$	$\text{RU}_{\chi_{c1}}$	$\text{BR}_{\chi_{c2}}$	$\text{RU}_{\chi_{c2}}$
[3390, 3590]	3.15 ± 1.24	5.4	6.10 ± 0.91	1.5	7.22 ± 0.82	1.3
[3388, 3592]	2.99 ± 1.24	忽略	6.00 ± 0.90	0.2	7.11 ± 0.82	0.3
[3386, 3594]	2.90 ± 1.22	3.0	5.96 ± 0.90	0.8	7.06 ± 0.82	1.0
[3384, 3596]	2.90 ± 1.22	3.0	5.97 ± 0.88	0.7	7.07 ± 0.80	0.8
[3382, 3598]	2.95 ± 1.23	1.3	6.00 ± 0.90	0.2	7.11 ± 0.81	0.3
[3380, 3600]	2.99 ± 1.24	—	6.01 ± 0.90	—	7.13 ± 0.81	—
[3378, 3602]	2.99 ± 1.24	忽略	6.01 ± 0.90	忽略	7.13 ± 0.81	忽略
[3376, 3604]	3.03 ± 1.23	1.3	6.04 ± 0.90	0.5	7.16 ± 0.82	0.4
[3374, 3606]	2.99 ± 1.23	忽略	6.02 ± 0.90	0.2	7.15 ± 0.81	0.3
[3372, 3608]	2.99 ± 1.23	忽略	6.02 ± 0.90	0.2	7.13 ± 0.81	忽略
[3370, 3610]	2.99 ± 1.23	忽略	6.02 ± 0.90	0.2	7.13 ± 0.81	忽略

- **信号形状：**为估计信号形状相关的系统误差，采用特殊的布莱特-维格纳 (Breit-Wigner, BW) 函数 $BW(M_{\Lambda\bar{\Lambda}\phi}) \times E_\gamma^3 \times D(E_\gamma)$ 描述信号分布。其中， $BW(M_{\Lambda\bar{\Lambda}\phi}) = ((M_{\Lambda\bar{\Lambda}\phi} - m_{\chi_{cJ}})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{\chi_{cJ}}^2)^{-1}$ 为 χ_{cJ} 介子的非相对论性 BW 函数，其宽度 $\Gamma_{\chi_{cJ}}$ 和质量 $m_{\chi_{cJ}}$ 固定为 PDG 标准值^[5]。对于 χ_{c0} 信号，在 MC 样本产生时，考虑了 E1 辐射跃迁几率对辐射光子能量的依赖 E_γ^3 ，其中 E_γ 为 $\psi(3686)$ 质心系中辐射光子的能量， $E_\gamma = (m_{\psi(3686)}^2 - M_{\Lambda\bar{\Lambda}\phi}^2)/2m_{\psi(3686)}$ 。为避免 E_γ^3 因子在高能区导致拟合函数发散，引入压低因子 (damping factor), $D(E_\gamma)$ 。本文采用 CLEO 实验的形式，即 $D(E_\gamma) = \exp(-E_\gamma^2/8\beta^2)$ ，其中 β 取 CLEO 测量值 (65.0 ± 2.5) MeV^[242]。随后重新抽取信号产额并计算分支比，其与标准结论的差异作为系统误差，如表格 5.7 所示。对于 χ_{c0} 模式，由于统计涨落的影响，系统误差估计值偏大，因此取其他两种模式中较大者作为最终误差值。

表 5.7 使用特殊 BW 函数描述信号形状后的拟合结果。

信号形状	$\chi_{c0} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$	$\chi_{c1} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$	$\chi_{c2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$
MC 模拟形状	7.2 ± 3.0	51.6 ± 7.7	94 ± 11
函数线形	6.3 ± 2.8	50.0 ± 7.8	94 ± 11
相对误差 (%)	12.5	3.1	0.5

- **本底形状：**通过将平滑本底形状的描述方法替换为二阶多项式，估计该项系统误差。重新测得的分支比与标准结果的差异作为误差值。
 - **归一因子 f_ϕ ：**来自归一因子 f_ϕ 相关的系统误差通过将 ϕ 的边带区间变化正负一倍质量分辨来估计。重新测得的分支比与标准结果的差异作为误差值。
- (vii) **MC 产生子：**MC 模型相关的系统误差通过以下两种方式估计：(1) 将 bin 大小调整 $\pm 25\%$ ；(2) 在 BODY3 产生子中输入的达利兹图本底水平变化正负一倍统计误差。这些变化对探测效率的影响如表格 5.8 所示。与前述分析类似，取其中最大差异作为最终误差值。
- (viii) **引用分支比：**引用 PDG^[5] 中分支比结论的系统误差值列于表格 5.9 中。

表 5.8 关于 BODY3 产生子的应用所含各误差项对于探测效率的影响。

	Bin= 15(35)	Bin= 25(45)	-1σ BKG. level	$+1\sigma$ BKG. level
$\Delta\epsilon(\chi_{c1} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) (\%)$	0.5	0.4	1.0	2.5
$\Delta\epsilon(\chi_{c2} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) (\%)$	0.1	0.2	0.2	0.4

表 5.9 从 PDG 中引用的分支比及其对应的相对误差。

衰变模式	分支比 (%)	相对误差 (%)
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c0}$	(9.79 ± 0.20)	2.0
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c1}$	(9.75 ± 0.24)	2.5
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c2}$	(9.52 ± 0.20)	2.1
$\Lambda \rightarrow p \pi^-$ or c.c.	(64.1 ± 0.5)	0.8
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	(49.1 ± 0.5)	1.0

(ix) $\psi(3686)$ 的总事例数: $\psi(3686)$ 数据总事例数相关的系统误差通过研究 $\psi(3686)$ 的单举强子衰变确定, 其值为 0.5%^[133]。

各项相对系统误差如表 5.10 所示。假设各误差项之间相互独立, 通过对其平方和开方计算得到总的系统误差值。

5.9 本章总结

基于 $(2712.4 \pm 14.3) \times 10^6$ 事例的 $\psi(3686)$ 数据样本, 本研究首次观测到 $\chi_{c1,2} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 的信号, 并首次发现 $\chi_{c0} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变模式存在的强证据。同时, 首次给出了上述衰变模式的分支比结果 (或在 90% 置信度下的分支比上限):

$$\mathfrak{B}(\chi_{c0} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) = (2.99 \pm 1.24 \pm 0.19) \times 10^{-5} (< 5.14 \times 10^{-5}), \quad (5.4)$$

$$\mathfrak{B}(\chi_{c1} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) = (6.01 \pm 0.90 \pm 0.40) \times 10^{-5}, \quad (5.5)$$

以及

$$\mathfrak{B}(\chi_{c2} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi) = (7.13 \pm 0.81 \pm 0.36) \times 10^{-5} \quad (5.6)$$

表 5.10 对于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变模式的相对系统误差 (%)。短横线表示该项系统误差不适用。

误差项	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}
K 介子径迹重建	2.0	2.0	2.0
K 介子粒子鉴别	2.0	2.0	2.0
光子探测效率	1.0	1.0	1.0
运动学拟合	1.3	1.3	1.3
Λ 重建	1.8	1.8	1.8
$\bar{\Lambda}$ 重建	1.5	1.5	1.5
质量窗	1.0	0.4	1.0
归一因子 f_ϕ	0.3	0.2	0.3
拟合区间	忽略	忽略	忽略
信号形状	3.1	3.1	0.5
本底形状	2.8	0.8	0.3
MC 产生子	—	2.6	0.5
引用分支比	2.8	3.1	2.8
$\psi(3686)$ 总数	0.5	0.5	0.5
总和	6.5	6.6	5.1

其中，第一项误差为统计误差，第二项误差为系统误差。通过与类似衰变过程的分支比结果进行比较，发现其分支比水平基本一致，如表格 5.11 所示。

对于 $\chi_{c1,2}$ 衰变模式，本研究还通过 $\Lambda \bar{\Lambda}$ 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})\phi$ 的不变质量谱对潜在中间态结构进行了研究。然而，在当前统计量下，未发现显著的证据表明中间态的存在。

表 5.11 关于 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} + \text{meson}$ 衰变模式的分支比。

衰变模式	分支比 ($\times 10^{-5}$)		
	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}
$\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \eta^{[235]}$	$23.1 \pm 3.0 \pm 2.1$	$5.86 \pm 1.38 \pm 0.68$	$10.5 \pm 2.1 \pm 1.5$
$\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \omega^{[243]}$	$18.4 \pm 1.8 \pm 1.8$	$8.46 \pm 0.90 \pm 0.70$	$11.5 \pm 1.2 \pm 1.1$
$\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$	$2.99 \pm 1.24 \pm 0.19$	$6.01 \pm 0.90 \pm 0.40$	$7.13 \pm 0.81 \pm 0.36$

第6章 Belle 和 Belle II 实验上 Ξ_c^0 衰变非对称参数的研究

6.1 研究背景

近年来, Λ_c^+ 衰变的非对称参数 α 测量取得了显著实验进展。Belle 合作组 [244–247] 与 BESIII 合作组 [115,248,249] 报道了十余项精确的 α 测量结果, 推动了相关理论研究与讨论的新进展 [100,250–252]。然而, 与 Λ_c^+ 衰变相比, Ξ_c^0 衰变中 α 参数的研究相对较少。例如, $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 的分支比已被报道 [253], 但其 α 参数仍未测量。

表 6.1 列出了通过各种理论方法预测的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 、 ΛK_S^0 、 $\Sigma^+ K^-$ 的 α 参数, 这些预测结果之间存在显著差异。例如, 文献 [250] 对反三重态粲重子两体弱衰变的全局拟合表明, 大多数预测与实验结果一致, 但在下述两种方法中其对 $\alpha(\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0)$ 的预测符号相反: (1) 在保持 SU(3) 对称性的情况下, $\alpha_{\Lambda K_S^0} = 0.94_{-0.10}^{+0.11}$; (2) 在 SU(3) 对称性破缺的情况下, $\alpha_{\Lambda K_S^0} = -0.996 \pm 0.017$ 。因此, $\alpha_{\Lambda K_S^0}$ 的测量对探索 SU(3) 对称性具有高度敏感性。同时, 在这两种情况下, $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 的 α 参数预测一致, 但与表 6.1 中协变禁闭夸克模型和极点模型的先前预测 (零) 存在显著差异。

强相位在 CP 破坏中扮演着关键角色。若能确定强相位, 将产生深远影响, 并为粲重子衰变中 CP 破坏的发现提供重要契机。衰变不对称参数可用于确定 S 波和 P 波振幅之间的强相位差 $\delta_P - \delta_S$ 。最近, BESIII 实验首次对 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ 的衰变不对称参数进行了测量, 结果为 $\alpha_{\Xi^0 K^+} = 0.01 \pm 0.16 \pm 0.03$ 且 $\beta_{\Xi^0 K^+} = -0.64 \pm 0.69$, 这意味着 $\delta_P - \delta_S = -1.55 \pm 0.25$ 或 1.59 ± 0.25 弧度 [115]。这一结果首次直接证明强子型粲重子分波振幅中存在强相位, 对进一步探索粲重子领域的 CP 破坏具有重要意义。然而, 由于统计量的限制, BESIII 未能确定 $\alpha_{\Xi^0 K^+}$ 的符号, 而是报告了两组 $\delta_P - \delta_S$ 、 $|A|$ 和 $|B|$ 的值。

如表格 6.2 所示, $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 和 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ 两种衰变模式的振幅在 TDA

表 6.1 理论上各种方法得到的关于 $\Xi_c^0 \rightarrow \text{HM}(\text{HM} = \Xi^-\pi^+, \Lambda K_S^0, \Sigma^+K^-)$ 衰变的非对称性参数的预测结果, 这些方法包括协变禁闭夸克模型 (CCQM) [254,255]、极点模型 [256–258]、流代数 (CA) [257,259]、SU(3) 味对称性 [100,250–252,260]。其中最近的一篇文章中, 基于 Körner-Pati-Woo (KPW) 理论与拓扑图方法 (TDA) 计算的同时, 还考虑了强相移 (strong phase shift) [100,252]。最后一行是来自实验测得的相关结果。

参考文献	方法	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$	$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$	$\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+K^-$
Körner <i>et al.</i> (1992) [254]	CCQM	-0.38	-0.76	0
Ivanov <i>et al.</i> (1997) [255]	CCQM	-0.84	-0.75	0
Żenczykowski <i>et al.</i> (1993) [256]	Pole	-0.79	-0.29	0
Sharma <i>et al.</i> (1998) [258]	Pole	-0.97	-0.79	0
Cheng <i>et al.</i> (1993) [257]	Pole	-0.99	-0.73	-
	CA	-0.47	-0.88	-
Zou <i>et al.</i> (2019) [259]	CA	-0.95	-0.86	+0.98
Geng <i>et al.</i> (2019) [260]	SU(3)	$-0.98^{+0.07}_{-0.02}$	-0.68 ± 0.28	-0.81 ± 0.16
Xu <i>et al.</i> (2022) [250]	SU(3) aspected	-0.97 ± 0.03	$+0.94^{+0.11}_{-0.10}$	$+0.79^{+0.32}_{-0.33}$
	SU(3) broken	-0.94 ± 0.06	-0.996 ± 0.017	$+0.77^{+0.27}_{-0.31}$
Xing <i>et al.</i> (2023) [251]	SU(3)	-0.654 ± 0.050	$+0.984 \pm 0.084$	$+0.98 \pm 0.20$
Geng <i>et al.</i> (2023) [252]	SU(3) (KPW)	-0.71 ± 0.03	-0.47 ± 0.29	-0.21 ± 0.18
Cheng <i>et al.</i> (2024) [100]	SU(3) (TDA)	-0.72 ± 0.03	-0.23 ± 0.19	-0.21 ± 0.17
Exp. result [246]		-0.63 ± 0.03	-	-

中具有相同的项。因此, 理论上它们应具有相同的 S 波和 P 波振幅 [100]。精确测量 $\alpha_{\Sigma^+K^-}$ 有助于明确 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi_c^0 K^+$ 中 $\delta_P - \delta_S$ 的符号。当不考虑强相位时, 预计 $\alpha(\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0)$ 的大小接近 1 [250,251]; 反之, $\alpha(\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0)$ 则很小 (接近零) [100]。因此, 对 $\alpha(\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0)$ 的测量也有助于理解相移。

表 6.2 本文中提到的几种粲重子味改变 (CF) 衰变的 TDA 振幅 [100]。

衰变模式	TDA 振幅
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi_c^0 K^+$	$E_{1A} + E_{1S} - E_3$
$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$	$2T - 2E_{1S}$
$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda \bar{K}^0$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(2C - C')$
$\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+K^-$	$-E_{1A} - E_{1S} + E_3$

最后, 非对称参数可用于描述衰变产物的角分布不均匀性, 从而揭示了 P 破坏的程度。此外, 正粒子与反粒子的衰变参数差异是表征 CP 破坏程度的重要指标。综上所述, 本章将基于 Belle 和 Belle II 实验采集的约 1.4 ab^{-1} 数据样本, 对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 Σ^+K^- 与 $\Xi^-\pi^+$ 过程的 α 参数展开研究。

6.2 研究方法

6.2.1 测量策略

如第 1.3.2.3 节所述, 对于 Ξ_c^0 衰变为包含一个自旋为 1/2 的超子和一个赝标粒子 (f) 的过程, 其微分衰变率定义如下:

$$\frac{dN}{d\cos\theta_{\text{hyp}}} \propto 1 + \alpha_f \alpha_{\text{hyp}} \cos\theta_{\text{hyp}} \quad (6.1)$$

其中, 下标 “hyp” 代表 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 以及 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变中的超子 $\Lambda/\Sigma^+/\Xi^-$; α_f 和 α_{hyp} 分别表示 Ξ_c^0 衰变和级联超子衰变的非对称参数; θ_{hyp} 为螺旋角, 定义为在超子 (以 Λ 为例) 静止参考系中, 超子粒子的动量与 Ξ_c^0 动量反方向之间的夹角, 如图 6.1 所示。

α_{hyp} 参数已被精确测量^[5], 特别是 BESIII 实验近期显著提升了其中许多参数的精度^[261,262]。级联超子衰变作为纵向极化的“分析器”, 其特性由非对称参数 α_f 描述。

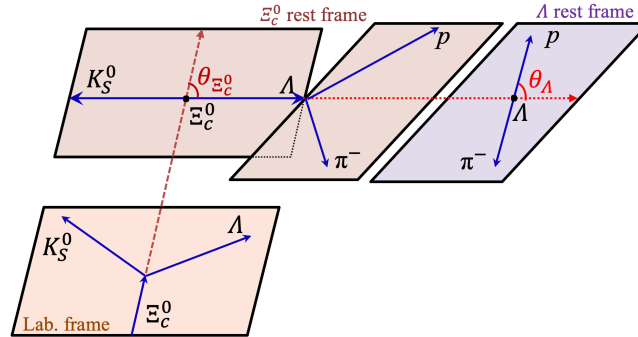


图 6.1 $\Xi_c^0 \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-] K_S^0$ 过程中关于螺旋角 $\theta_{\Xi_c^0}$ 和 θ_Λ 定义的示意图。

本分析中引用的输入参数 α_{hyp} 如下所示:

- 对于 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 过程, 采用 BESIII 给出的最精确结果: $\alpha_\Lambda = 0.7542 \pm 0.0010 \pm 0.0024$ ^[262]。
- 对于 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 过程, 采用世界平均值: $\alpha_{\Sigma^+} = -0.983 \pm 0.013$ ^[5]。
- 对于 $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ 过程, 采用 BESIII 给出的最精确结果: $\alpha_{\Xi^-} = -0.373 \pm 0.005 \pm 0.002$ ^[261]。

6.2.2 盲分析策略

在粒子物理实验中，尤其是高精度测量中，为了最大限度地减少分析偏差，通常会对数据进行“盲化”处理。盲化处理的核心在于在最终结果确定之前隐藏某些关键信息(如信号区域的真实数据)。解盲(Open-box)是指在分析完成后解除这种隐藏，并使用真实数据进行最终的计算和验证。在本文中，基于上述考虑，主要利用单举 MC 样本进行盲分析研究，同时对信号道数据样本中来自信号区间的事例进行屏蔽处理。

已报道过非对称参数的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式将作为参考道进行研究，用于优化事例筛选条件，并通过适当的解盲分析验证分析方法的合理性和有效性。

6.3 数据和 MC 模拟样本

本研究基于 Belle 和 Belle II 探测器在 $v(nS)(n = 1, 2, 3, 4, 5)$ 中心质量点及其附近能量点采集数据样本，总积分亮度为 1.4 ab^{-1} [263,264]。数据样本包括 Belle 的全部数据以及 Belle II 的“LS1”数据。各能量点的具体积分亮度列于表 2.9 中。分析过程均采用 Belle II 分析软件框架 (BASF2) [265]，所使用的 BASF2 版本为“light - 2305 - korat”。Belle 采集的数据样本通过 B2BII 软件包 [266] 转换为 BASF2 格式。

为研究本底水平、优化事例选择条件以及验证 α 参数测量的输入与输出检查，本研究使用了合作组官方产生的单举 MC 样本。对于 Belle 数据的分析，采用了三倍于真实数据亮度的单举 MC 样本；对于 Belle II 数据的分析，则使用了官方的 MC15rd 单举 MC 样本，其亮度约为 LS1 数据的四倍。在下文分析中，单举 MC 的相关分布均已归一至真实数据的亮度水平。

此外，由于单举 MC 样本中 Ξ_c^0 衰变模式的分支比可能过时或缺失，本研究根据 PDG [5] 的最新分支比结果以及相应的信号 MC 样本，按照真实数据样本中的期望事例数对单举 MC 中的信号道事例进行了替换。具体计算公式如下：

$$N_{\text{sig}} = \frac{\prod_i \mathcal{B}_i(\text{sig}) \cdot N_{\text{ref}}^{\text{obs}} / \epsilon_{\text{ref}}}{\prod_i \mathcal{B}_i(\text{ref}) / \epsilon_{\text{sig}}}, \quad (6.2)$$

其中 $\mathcal{B}_i$ 是第 i 个中间态的分支比¹； ϵ_{sig} 是基于信号 MC 样本得到的探测效率； $N_{\text{ref}}^{\text{obs}}$ 是数据中观测到的来自控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 的信号产额。通过 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow [\Xi_c^0 \rightarrow f] + \text{anything}$ 过程，为各衰变模式分别产生两百万事例的信号 MC 样本。产生过程基于 EVTGEN 软件包^[180]，并通过 PHOTOS^[267] 考虑末态辐射 (FSR) 效应。此外，Belle 实验使用 GEANT3^[180]，而 Belle II 实验采用 GEANT4^[175] 进行完整的探测器响应模拟。

在本分析中，信号 MC 样本将用于确定效率曲线，以修正 α 测量中测得的产额。由于粲重子衰变的 MC 模拟归一动量 x_p 的分布与真实数据存在偏差，本研究通过控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 研究真实数据中的分布，并对信号 MC 样本进行修正。详细过程见附录 E。除非特别说明，后续分析中均使用修正后具有正确 x_p 分布的样本。此外，在整个分析过程中，除非另有说明，电荷共轭过程均默认包含在内。

6.4 事例选择标准

本分析采用全重建策略，对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变及其次级衰变 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 、 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 和 $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ 过程进行重建。

具体事例选择标准总结于表 6.3，并基于 FOM ($= \frac{S}{\sqrt{S+rB}}$) 方法进行优化。其中， S 和 B 分别表示在 $M(\Xi_c^0)$ 信号区 ($|M(\Xi_c^0) - m_{\Xi_c^0}| < 21 \text{ MeV}/c^2$) 内，来自单举 MC 样本的预期信号和本底事例数。 $m_{\Xi_c^0}$ 为 Ξ_c^0 的标准质量^[5]，信号区范围基于信号 MC 中 Ξ_c^0 的质量分辨确定，是 $m_{\Xi_c^0}$ 附近 ± 3 倍质量分辨的区域。归一因子 $r = N_{\text{SB}}^{\text{Data}}/N_{\text{SB}}^{\text{MC}}$ 通过 $M(\Xi_c^0)$ 边带 (SB) 区间 $27 < |M(\Xi_c^0) - m_{\Xi_c^0}| < 70 \text{ MeV}/c^2$ 中数据与单举 MC 样本的事例数比值确定。详细内容如下。

- **来自 Ξ_c^0 衰变出的带电径迹：**带电径迹相对于相互作用点的垂直距离和沿束流方向的距离分别需小于 0.2 厘米和 1.0 厘米。在粒子鉴别过程中，通过整合来自不同探测器子系统的带电粒子识别信息，为每种粒子类型 ($i = \pi$ 、 K 或 p) 计算相应的似然值 $\mathcal{L}_i$ 。当满足 $\frac{\mathcal{L}_\pi}{\mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_K} > 0.6$ 且 $\frac{\mathcal{L}_\pi}{\mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_p} > 0.6$ 时，该

¹根据 PDG^[5]，分别为 $\mathcal{B}(\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0) = (3.27 \pm 0.11 \pm 0.17 \pm 0.73) \times 10^{-3}$ ， $\mathcal{B}(\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-) = (1.76 \pm 0.10 \pm 0.14 \pm 0.39) \times 10^{-3}$ ， $\mathcal{B}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+) = (1.43 \pm 0.32)\%$ ， $\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (69.20 \pm 0.05)\%$ ， $\mathcal{B}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) = (51.57 \pm 0.30)\%$ ， $\mathcal{B}(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) = (99.887 \pm 0.035)\%$ ，以及 $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98.823 \pm 0.034)\%$

表 6.3 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0, \Sigma^+ K^-, \Xi^- \pi^+$ 衰变模式使用的选择条件总结。

粒子筛选	选择条件 (Belle)	选择条件 (Belle II)
K_S^0 重建	nisKsFinder $ M(\pi^+\pi^-) - m_{K_S^0} < 8 \text{ MeV}/c^2$	stdKshorts 以及 $L_{dec}/L_\sigma(K_S^0) > 10$
Λ 重建	goodBelleLambda > 0 $R(p \pi) > 0.6, R(p K) > 0.6$ for proton, $ M_{p\pi} - m_\Lambda < 3 \text{ MeV}/c^2$	stdLambdas 以及 $L_{dec}/L_\sigma(\Lambda) > 10$
Σ^+ 重建	通过 treeFit 施加 IP 限制并更新所有子粒子信息; $E(\gamma) > 40 \text{ MeV}$ 以及 $M(\gamma\gamma) \in (m_{\pi^0} - 15, m_{\pi^0} + 15) \text{ MeV}/c^2$ 通过 treeFit 施加 IP 限制和 π^0 质量约束, 此外 $p_{\pi^0} > 0.3 \text{ GeV}/c$, 质子鉴别: $R(p \pi) > 0.4, R(p K) > 0.4$ $L_{dec}/L_\sigma(\Sigma^+) > 5$, 并且 $ M(p\pi^0) - m_{\Sigma^+} < 10 \text{ MeV}/c^2$	
Ξ^- 重建	stdXi -选择条件: $R(p \pi) > 0.2$ and $R(p K) > 0.2$ for proton; $ dM_\Lambda < 3.5 \text{ MeV}/c^2$, $\cos\theta_{<\vec{p}, \vec{r}_{\text{vtx}}>}(\Lambda) > 0, dr^2 + dz^2 (\Lambda) > 0.35 \text{ cm}$; $1.295 < M < 1.35 \text{ MeV}/c^2$ goodXi -选择条件: 施加 treeFit 和 Λ 质量约束, $\cos\theta_{<\vec{p}, \vec{r}_{\text{vtx}}>}(\Xi) > 0, 0 < dr^2 + dz^2 (\Xi) < dr^2 + dz^2 (\Lambda)$ $L_{dec}/L_\sigma(\Xi^-) > 5$, 和 $ M_{\Lambda\pi^-} - m_{\Xi^-} < 6.5 \text{ MeV}/c^2$	
h^+ 挑选	$dr < 0.5 \text{ cm}, dz < 2 \text{ cm}; R(\pi K) > 0.6$ for π ; $R(K \pi) > 0.6$ for K	
Ξ_c^0 重建	通过 treeFit 施加 IP 限制和子粒子 (K_S^0, π^0) 的质量约束, 以及 $\text{chiProb} > 0.001$ $\chi^2 < 40$ for $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ (Only on Belle) and $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$; $\chi^2 < 15$ for $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ $x_p = p_{\Xi_c^0}^*/p_{\text{max}} > 0.55$	

径迹被识别为 π 介子, 以有效抑制误鉴别本底。

- **K_S^0 重建:** K_S^0 的候选事例通过将一对正负带电径迹假设为 π 介子重建得到。
 - 在 Belle 实验中, 通过神经网络^[268] (使用 ‘ksnbStandard==1’) 进行 K_S^0 的重建。该神经网络基于以下 13 个输入变量: 实验室坐标系下的 K_S^0 动量; 两条 $\pi^\pm$ 径迹在 $x-y$ 平面交点处的 z 方向间距; 每条径迹在 $x-y$ 平面内到相互作用点的最近距离; K_S^0 在 $x-y$ 平面内的飞行长度; K_S^0 动量与连接 IP 和 K_S^0 衰变顶点的矢量之间的夹角; 在 K_S^0 静止坐标系中, π^+ 动量与实验室坐标系的推进方向之间的夹角; 对于每条 $\pi^\pm$ 径迹, 在立体视图和轴向视图中的漂移室 (CDC) 击中数, 以及是否存在硅顶点探测器 (SVD) 击中。更多细节可参考文献^[269,270]。
 - 在 Belle II 实验中, 使用标准粒子列表 (‘stdKshorts’), 该列表由 V0 对象合并的 K_S^0 组合列表以及通过分析粒子组合模块生成的粒子列表构成。此外, 为抑制非- K_S^0 本底, 要求 K_S^0 的衰变长度显著性大于

10, 如图 6.2 所示。

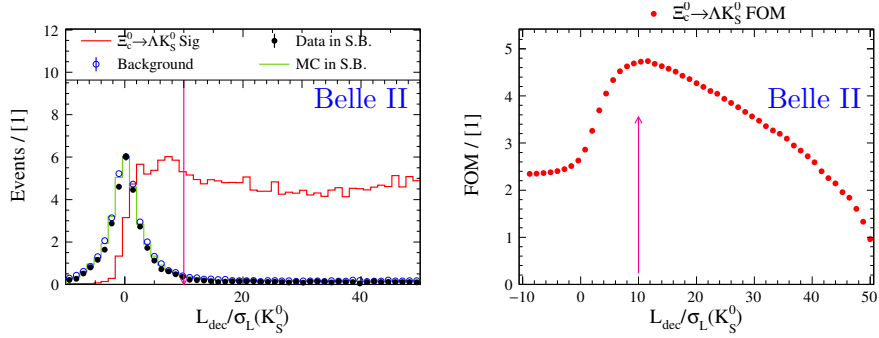


图 6.2 针对 Belle II 实验中 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式的分析, 图 (左) 展示了基于单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带区间事例中 K_S^0 飞行显著性 L_{dec}/σ_L 的分布, 图 (右) 呈现了相应的 FOM 优化值分布。

此截断值通过 FOM 方法优化确定, 其导致 2.5% 的效率损失, 同时去除了 47.2% 的本底。其中, 红色曲线表示来自 $M(\Xi_c^0)$ 信号区间且经过 Truth-Match 的信号事例, 蓝色曲线表示来自 $M(\Xi_c^0)$ 信号区间且经过 Truth-Match 的本底事例。若无特别说明, 后续相同格式的直方图均代表相同的样本。

每个 K_S^0 候选事例中的两条 π 介子径迹需通过顶点拟合, 以确定其源自同一衰变顶点。此外, K_S^0 候选事例的不变质量谱应位于 K_S^0 标准质量^[5] 附近 $8 \text{ MeV}/c^2$ 的范围内 (其质量分辨约为 2.5σ), 如图 6.3 所示。该质量区间分别覆盖 Belle 和 Belle II 信号 MC 中 K_S^0 的 94.0% 和 93.3% 信号。

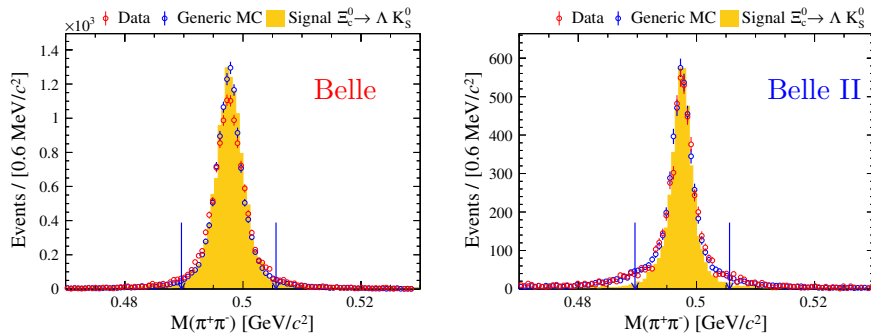


图 6.3 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式, 来自 $M(\Xi_c^0)$ 信号区间的事例关于 $M(\pi^+\pi^-)$ 的分布。

- **Λ 重建：** Λ 候选事例通过一对电荷相反的径迹进行重建。其中，正电荷径迹需满足 $R(p|\pi) = \mathcal{L}_p/(\mathcal{L}_p + \mathcal{L}_\pi) > 0.6$ 且 $R(p|K) = \mathcal{L}_p/(\mathcal{L}_p + \mathcal{L}_K) > 0.6$ 的条件，方可被视为质子；负电荷径迹则被视为 π 介子。
 - 在 Belle 实验中， Λ 候选事例需满足基于 Λ 动量的相关条件 (“good-BelleLambda > 0”)[271]。该限制包含以下四个方面的参数：两条带电径迹在最接近处沿 z 方向的距离；子径迹与横向平面内相互作用点的最小距离； Λ 飞行方向与横向平面内连接相互作用点和 Λ 衰变顶点方向之间的夹角差；以及 Λ 在横向平面内的飞行长度。
 - 在 Belle II 实验中，采用标准粒子列表 “stdLambdas”，该列表由 V0 对象合并的 Λ 组合列表以及分析粒子组合模块生成的粒子标准列表构成。对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式，要求 Λ 的飞行距离显著性 $[L_{\text{fl}}/\sigma_{\text{fl}}(\Lambda)]$ 大于 10。此条件通过 FOM 方法优化确定，如图 6.4 所示。该限制导致信号效率损失 2.9%，但可有效去除 30.0% 的本底。

此外， Λ 候选事例的不变质量需处于 Λ 标准质量[5] 附近 $3 \text{ MeV}/c^2$ 的范围内，如图 6.5 所示。该质量窗分别保留了 Belle 和 Belle II 信号 MC 中 88.8% 和 88.7% 的 Λ 信号。

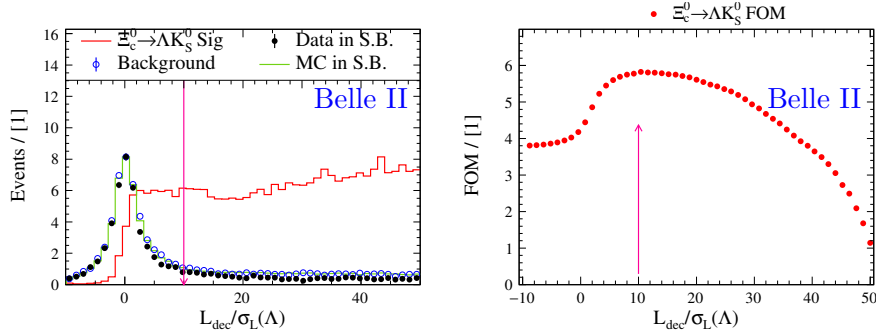


图 6.4 对于 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式，(左) 单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带事例中 Λ 的飞行显著性 L_{dec}/σ_L 的分布，和 (右) 相应的 FOM 值分布。

- **Σ^+ 重建：** Σ^+ 候选事例由质子与 π^0 组合而成，其中质子径迹需满足 $\frac{\mathcal{L}_p}{\mathcal{L}_p + \mathcal{L}_\pi} > 0.4$ 且 $\frac{\mathcal{L}_p}{\mathcal{L}_p + \mathcal{L}_K} > 0.4$ 。对于 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 候选事例的重建，每个光子候选需满足如下条件：电磁量能器 (ECL) 簇射击中数大于 1，并且根据不同

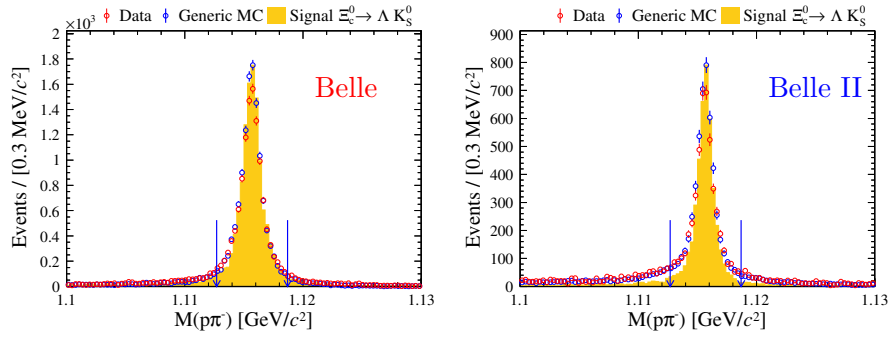


图 6.5 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式，来自 $M(\Xi_c^0)$ 信号区间的事例关于 $M(\pi^+\pi^-)$ 的分布。

区域设置不同的能量限制（前向端盖区域能量 $E > 22.5$ MeV，桶部区域以及后向端盖区域能量 $E > 20$ MeV）。

在 Σ^+ 重建过程中，需进行两次顶点拟合：

- (1) 首先，对 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 进行 IP 约束的 treeFit，并更新子粒子的动量。该步骤可减小 $M(\pi^0)$ 分布均值的偏移。保留不变质量在峰值位置 ± 15 MeV/ c^2 范围内的 π^0 候选事例，如图 6.6 所示。该区域分别涵盖了 Belle 和 Belle II 实验中 π^0 总信号的 99.3% 和 96.5%。

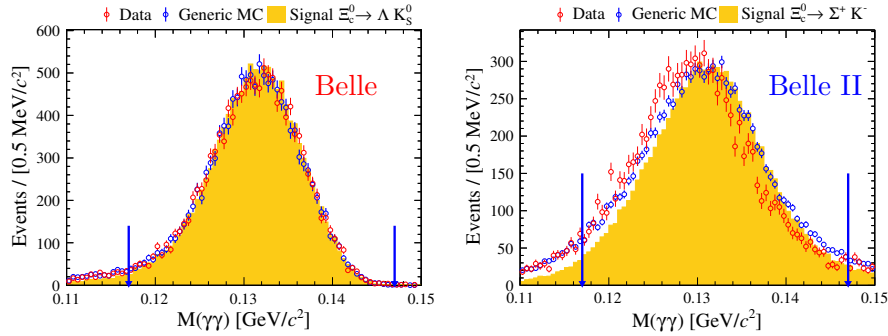


图 6.6 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式，来自 $M(\Xi_c^0)$ 信号区间的事例关于 $M(\gamma\gamma)$ 的分布。

- (2) 对于更新后的子粒子进行含有 π^0 质量约束的第二次 treeFit。在 FOM 优化后，Belle 和 Belle II 的分析中均要求 π^0 的动量大于 0.3 GeV/ c ，如图 6.7 所示。此要求在 Belle 实验中导致 22.3% 的信号效率损失（在 Belle II 实验中为 24.8%），但可有效去除 54.3% 的本底

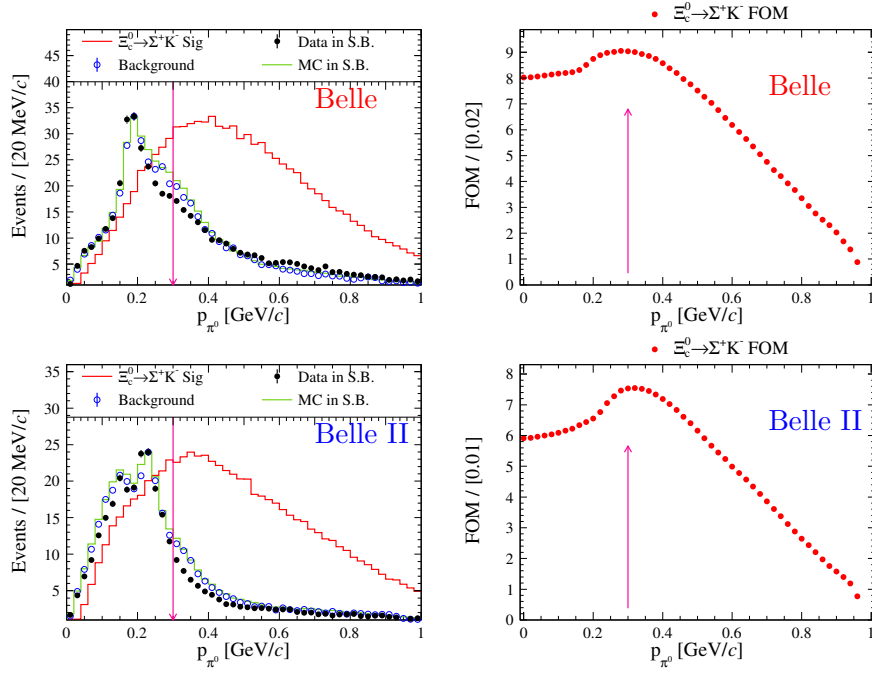


图 6.7 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式, (左) 来自单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带区间的事例关于 P_{π^0} 的分布, (右) 以及相应的 FOM 优化值分布。

(Belle II 实验中为 40%)。

$M(\Sigma^+)$ 信号区间定义为 $|M(p\pi^0) - m_{\Sigma^+}| < 10 \text{ MeV}/c^2$ (分辨率约为 2.5σ), 如图 6.8 所示。该区间分别涵盖了 Belle 和 Belle II 实验中 Σ^+ 总信号的 99.5% 和 96.9%。

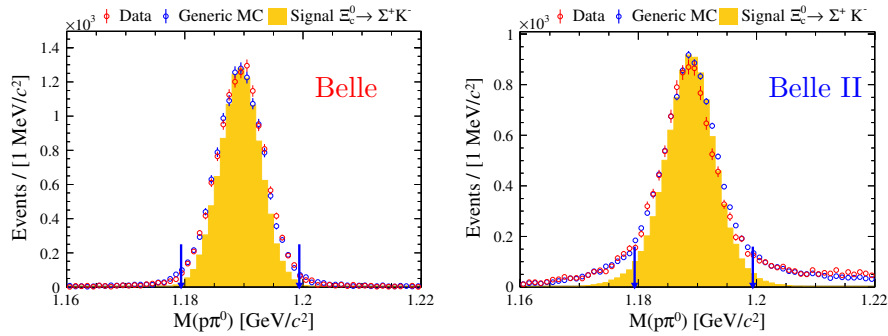


图 6.8 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式, 来自 $M(\Xi_c^0)$ 信号区间的事例关于 $M(p\pi^0)$ 的分布。

为压低非- Σ^+ 本底, 要求 Σ^+ 的飞行显著性 $L_{dec}/L_{\sigma}(\Sigma^+)$ 大于 5, 如图 6.9 所示。该条件在 Belle 实验中导致 9.1% 的效率损失 (Belle II 实验中为

1.9%)，但可有效去除 62.7% 的本底 (Belle II 实验中为 25.4%)。

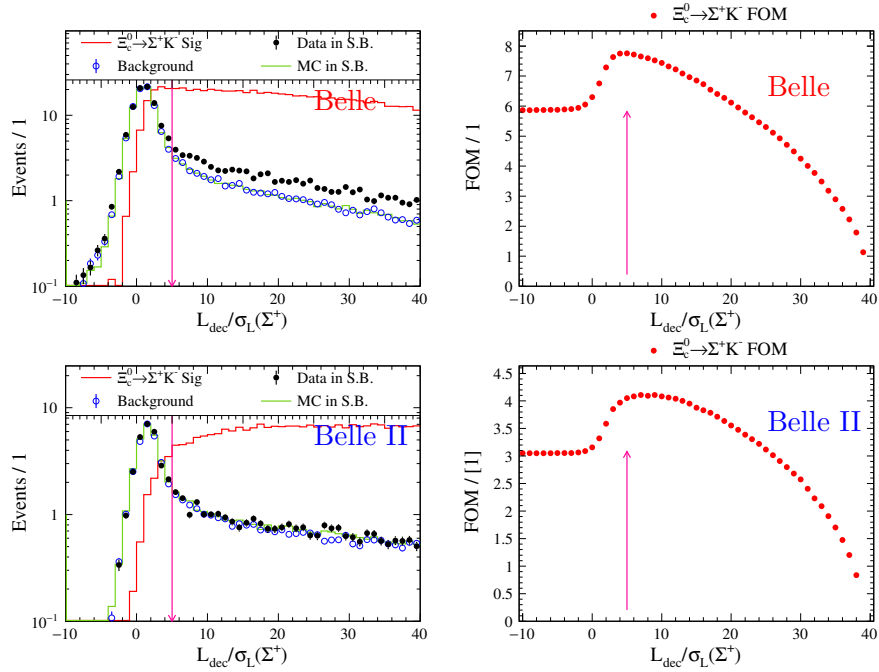


图 6.9 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式，(左) 来自单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带区间的事例关于 $L_{dec}/\sigma_L(\Sigma^+)$ 的分布，(右) 以及相应的 FOM 优化值分布。

- **Ξ^- 重建：** Ξ^- 候选事例通过组合 $\Lambda\pi^-$ 对进行重建，其中 Λ 候选事例需满足 $|M(p\pi^-) - m_\Lambda| < 3 \text{ MeV}/c^2$ 。该条件分别覆盖了 Belle 和 Belle II 实验中 98.6% 和 90.8% 的 Λ 信号。对于 π^+ 径迹，仅赋予质量假设，不施加任何粒子鉴别要求。随后，采用以下关于 “goodXi - :loose” 标准列表的要求)：

- **介子横向动量：** $p_{\pi^-}^T > 50 \text{ MeV}/c$ (信号效率损失可忽略不计)。
- **顶点位置限制：** Λ 的顶点位置需比其母粒子 Ξ^- 更远，且两者均远离相互作用点，即 $0.1 \text{ cm} < \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}(\Xi^-) < \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}(\Lambda)$ 。该条件导致 2.2% 的信号效率损失，但可去除 32.9% 的本底。
- **横向动量与顶点矢量夹角限制：** 对次级 Λ 相对于 Ξ^- 的横向动量与顶点矢量夹角进行限制，即 $\frac{\cos(\alpha_{xy}^\Lambda)}{\cos(\alpha_{xy}^{\Xi^-})} < 1.006$ 。该限制可保留 94.7% 的信号效率，同时减少超过 50% 的本底。

- **顶点拟合：**通过 treeFit 进行顶点拟合，并施加拟合优劣的限制条件 $\text{chiProb} > 0.0$ 。特别地，对于控制样本 $\Xi_c \rightarrow \Xi^- \pi^+$ ，为与 Belle 先前的工作保持一致^[246]，采用 kFit 进行顶点拟合。

如图 6.10 所示，要求 Ξ^- 的衰变长度显著性 $\frac{L_{dec}}{\sigma_L}(\Xi^-)$ 大于 5。该条件导致 Belle 和 Belle II 实验分别有 2.2% 和 2.6% 的信号效率损失，但可去除 20.3% 和 30.3% 的本底。此外，要求 $|M(\Lambda\pi^-) - m_{\Xi^-}| < 6.5 \text{ MeV}/c^2$ ，如图 6.11 所示。该区域分别涵盖了两种实验中 Ξ^- 总信号的 98.0% 和 96.7%。

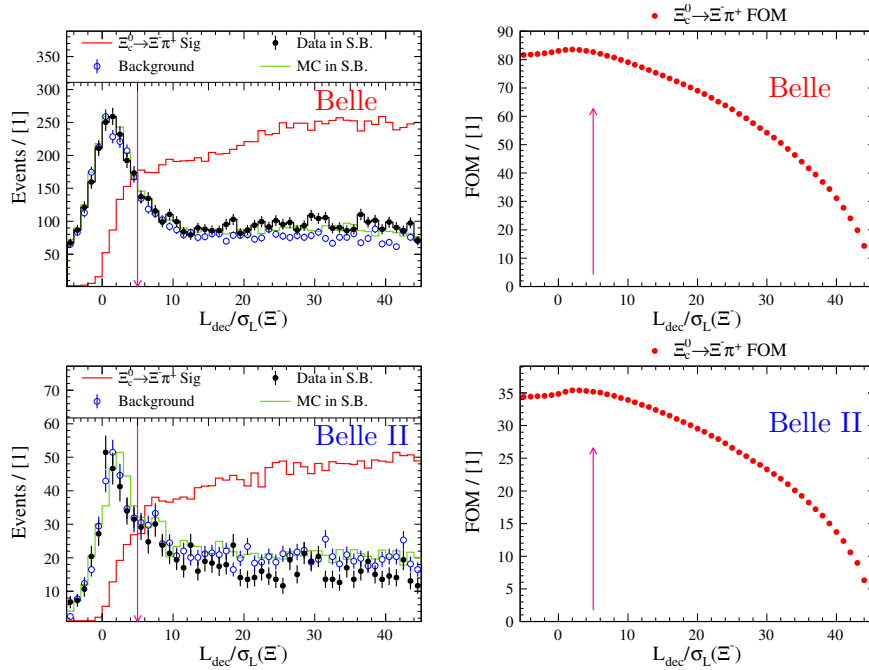


图 6.10 在 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式，(左) 单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带事例中 $L_{dec}/\sigma_L(\Xi^-)$ 的分布，和 (右) 相应的 FOM 值分布。

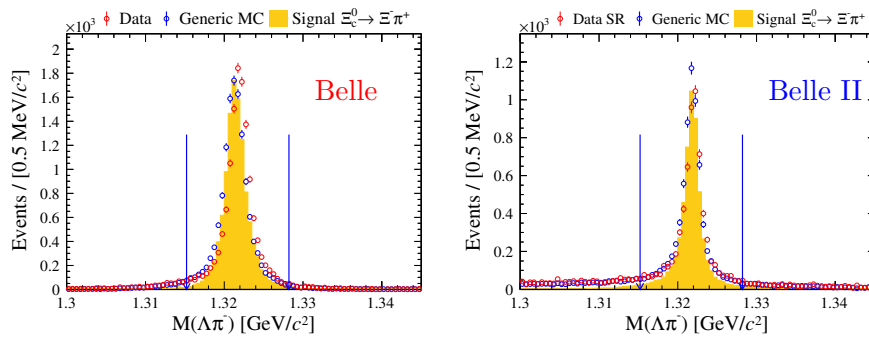


图 6.11 对于 Belle 和 Belle II 上的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式，(左) 单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带事例中 $M(\Lambda\pi^-)$ 的分布，和 (右) 相应的 FOM 值分布。

- **Ξ_c^0 重建:** Ξ_c^0 候选事例通过将先前筛选出的 $H(\Lambda, \Sigma^+ \text{ 或 } \Xi^-)$ 与 $P(K_S^0, K^- \text{ 或 } \pi^+)$ 进行成对组合, 并利用 treeFit 进行顶点拟合来重建 (对于参考道, 出于一致性考虑, 采用 kFit)。在 Belle 和 Belle II 的分析中, 要求顶点拟合的 $\chi^2 < 40$ (对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$) 或 $\chi^2 < 15$ (对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$), 如图 6.12 所示。特别地, 对于 Belle 实验中的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$, 要求 $\chi^2 < 40$ 。该限制导致 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式的信号效率分别损失 6.0% (Belle II 为 9.8%)、9.6% (Belle II 为 11.9%) 或 7.6%, 但可有效去除 Belle 和 Belle II 实验中 19.0% (Belle II 为 34.0%)、46.7% (Belle II 为 42.8%) 或 25.2% 的本底事例。

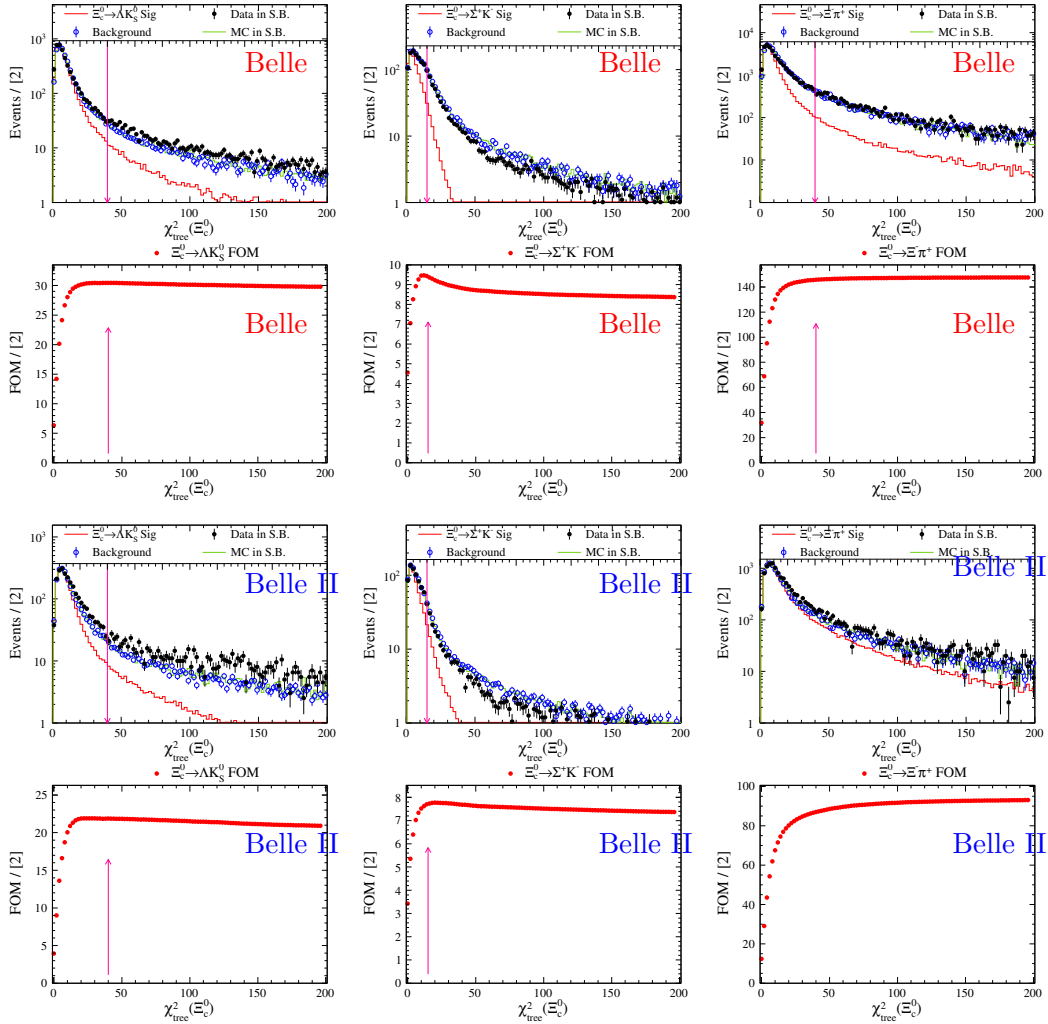


图 6.12 Belle 和 Belle II 上各个模式, (第一行) 和 (第三行) 来自单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带区间的事例关于 $\chi_{\text{tree}}^2(\Xi_c^0)$ 的分布, (第二行) 和 (第四行) 以及相应的 FOM 优化值分布。

为了有效压低各类本底，尤其是来自 B 介子衰变的本底，要求归一动量 $x_p = p_{\Xi_c^0}^*/p_{max}$ 大于 0.55，如图 6.13 所示。其中， $p_{\Xi_c^0}^*$ 表示 Ξ_c^0 候选事例在 e^+e^- 质心系中的动量，而 $p_{max} = \frac{1}{c}\sqrt{s/4 - M_{\Xi_c^0}^2 c^4}$ ，其中 $\sqrt{s}$ 为 e^+e^- 质心能量， $M_{\Xi_c^0}$ 为 Ξ_c^0 候选事例的不变质量。在本分析中，所有信号 MC 的 x_p 分布均已进行修正。关于修正过程的详细说明，请参见附录 E。

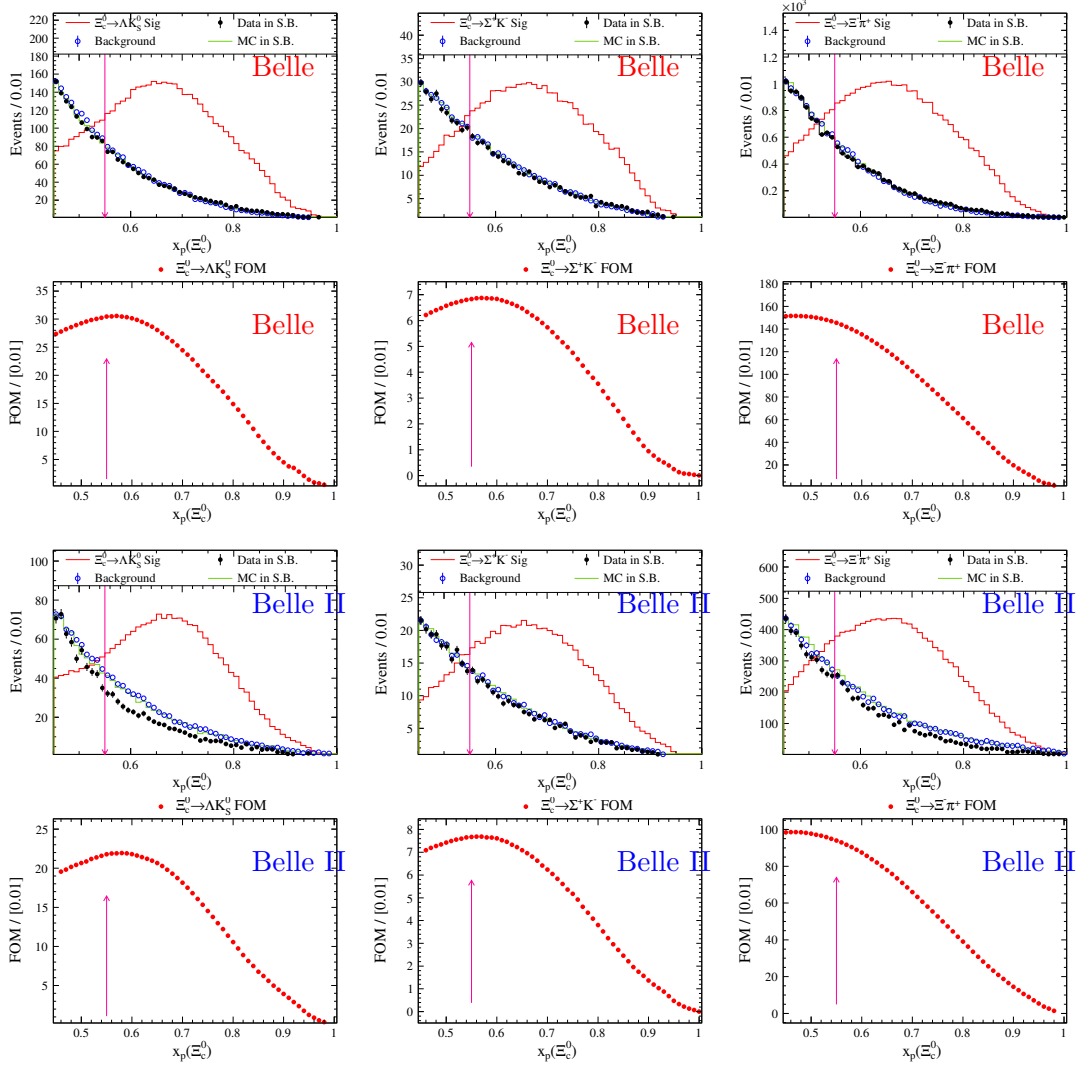


图 6.13 Belle 和 Belle II 上各个模式，(第一行) 和 (第三行) 来自单举 MC 样本和数据的 $M(\Xi_c^0)$ 边带区间的事例关于 $x_p(\Xi_c^0)$ 的分布，(第二行) 和 (第四行) 以及相应的 FOM 优化值分布。

基于 $\Upsilon(4S)$ 数据样本，对经过上述选择条件后的控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 的单位积分亮度信号产额进行了测量，以验证这些筛选策略的有效性。其中，探测效率通过基于 x_p 分布抽样修正后的信号 MC 样本确定。最终测得结果如表 6.4

所示, 表明 Belle 和 Belle II 的实验结果具有一致性, 从而验证了上述筛选策略的合理性。

表 6.4 从 $\Upsilon(4S)$ 数据样本中拟合得到的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 的产额、以及该数据样本相应的积分亮度、基于 x_p 抽样后的信号 MC 确定的探测效率, 以及在 Belle 和 Belle II 实验中单位积分亮度下的信号产额。

实验	N_{fit}	$\mathcal{L} \text{ (fb}^{-1}\text{)}$	$\varepsilon \text{ (\%)}$	$N_{\text{fit}}/(\varepsilon \mathcal{L}) \text{ (fb)}$
Belle	19334 ± 179	711.0	12.2	221.3 ± 2.1
Belle II	10608 ± 127	364.5	12.6	230.9 ± 2.8

6.5 信号产额的抽取

6.5.1 本底研究

在施加上述选择条件后, 数据和 MC 样本中 Ξ_c^0 的不变质量谱分布如图 6.14、图 6.15 和图 6.16 所示。在分布中未观测到显著的峰状本底。其中 Belle 实验数据样本中 Ξ_c 的质量分辨相对 MC 模拟样本较差, 这一现象与文献^[272]报道的结果一致。

对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式, 在单举 MC 样本的 $M(\Lambda K_S^0)$ 分布的低质量端存在一个宽的隆起, 如图 6.14 所示。该本底成分主要来源于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^0 K_S^0$ 本底事例, 其产生原因是 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ 衰变过程中光子丢失导致的事例混入。为更清晰地展示该本底道的事例分布, 图 6.17 给出了相应遍举 MC 样本中 $M(p\pi)$ 与 $M(\Lambda K_S^0)$ 的二维散点图分布。在对应于 Λ 信号区的 $M(\Lambda K_S^0)$ 低质量端, 可以观察到显著的增强结构。然而, 数据中并未出现类似现象, 表明该本底道在单举 MC 样本中被高估。这一结论与 Belle 先前关于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式的研究结果一致^[253]。在后续分析中, 将在单举 MC 样本中屏蔽该本底道, 以确保 $M(\Xi_c^0)$ 边带区间的分布与真实数据一致。

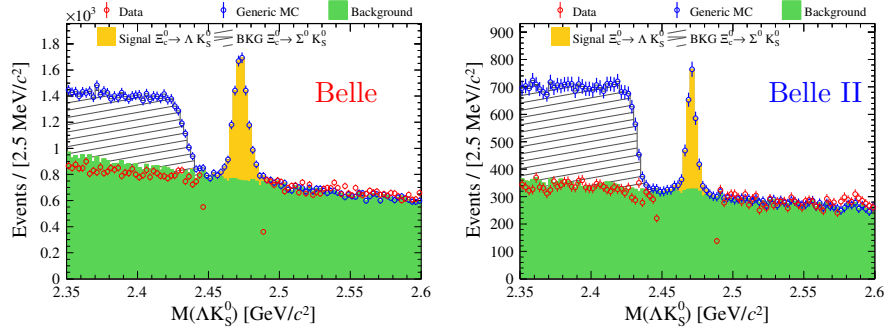


图 6.14 对信号区间进行盲分析处理后，真实数据（红色空心误差棒表示）以及单举 MC(蓝色空心误差棒表示) 关于 ΛK_S^0 的不变质量谱分布。

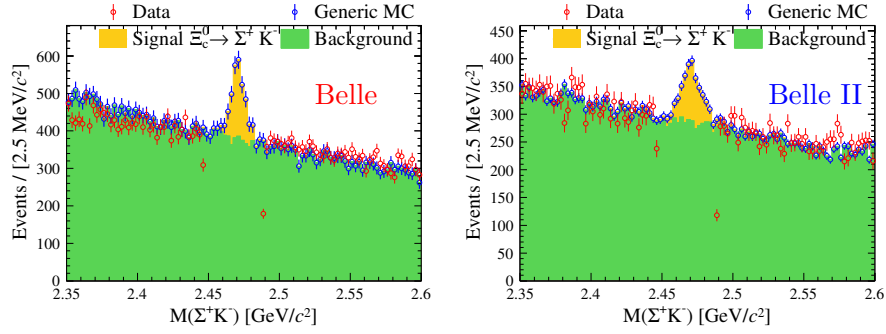


图 6.15 经过对信号区间进行盲分析处理后，真实数据（红色空心误差棒表示）以及单举 MC(蓝色空心误差棒表示) 关于 $\Sigma^+ K^-$ 的不变质量谱分布。

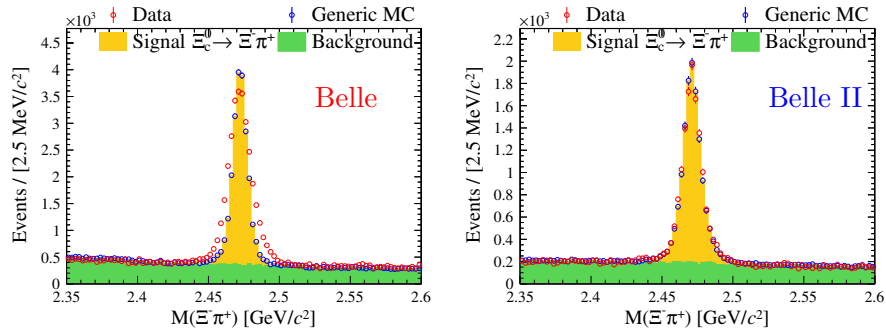


图 6.16 $\Xi^+ \pi^-$ 不变质量谱分布图，展示了真实数据（红色空心误差棒）与单举蒙特卡罗模拟（蓝色空心误差棒）的对比结果。

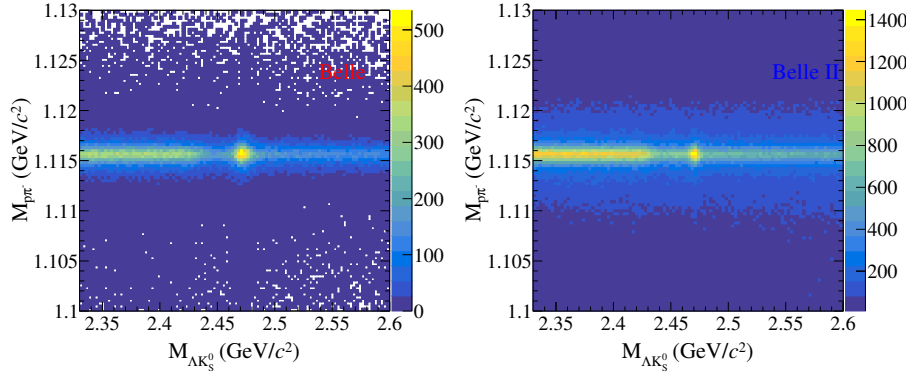


图 6.17 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式，MC 样本中关于 $M(p\pi^-)$ 与 $M(\Lambda K_S^0)$ 比较的二维散点图分布。

6.5.2 信号与本底形状的描述

信号形状 (包括辐射末态修正信号, 即 MC Truth-Match 中 'isSignal==1' 已包含 FSR 效应) 通过四个具有共同峰值参数 μ 的不对称高斯函数 (Asymmetry Gaussian, $\mathcal{AG}$) 进行参数化, 如式 6.3 所示:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{sig}} = & f_3(f_2(f_1 \cdot \mathcal{AG}_1(\mu_m, \sigma_1^L, \sigma_1^R) + (1 - f_1) \cdot \mathcal{AG}_2(\mu_m, \sigma_2^L, \sigma_2^R)) \\ & + (1 - f_2) \mathcal{AG}_3(\mu_m, \sigma_3^L, \sigma_3^R)) + (1 - f_3) \mathcal{AG}_4(\mu_m, \sigma_4^L, \sigma_4^R) \end{aligned} \quad (6.3)$$

其中, $\sigma_i^{L,R} = k\sigma_i \pm \delta_i$ 且 $\mu_m = \mu_0 + \delta$ 。为了考虑数据与 MC 模拟在分辨上的差异, 本分析在均值参数 μ_0 中引入了一个偏移量 δ , 并在宽度参数 σ 中引入了一个公共归一化因子 k 。基于信号 MC 样本中 Truth-Match 后事例的拟合结果如图 6.18 所示。

此外, 如图 6.14、6.15 和 6.16 所示, 本底分布呈现出平滑的特性, 因此采用一阶多项式函数对其进行描述。拟合结果如图 6.19 所示。在上述拟合中, Pull 分布均呈现收敛且随机分布的特征。Pull 分布的定义为: $\text{Pull}(N) = \frac{\hat{N} - N_{\text{true}}}{\sigma_{\hat{N}}}$ 。其中, $\hat{N}$ 为拟合得到的参数估计值, N_{true} 为参数的真实值, $\sigma_{\hat{N}}$ 为拟合参数 $\hat{N}$ 的统计误差。结果表明, 所采用的参数化方法对信号和本底形状的描述非常成功, 因此在后续研究中将继续沿用这一策略。

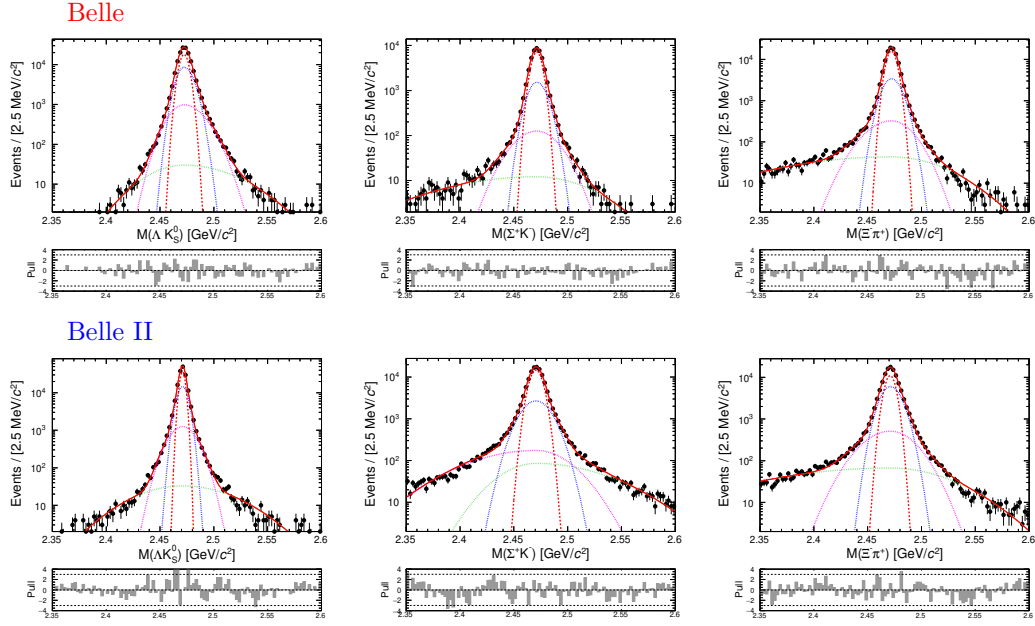


图 6.18 (上栏) Belle 实验和 (下栏) Belle II 实验中, 单举 MC 样本中通过 Truth-Match 的 Ξ_c^0 信号事例对应的不变质量谱分布, 分别对应 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式 (从左至右排列)。

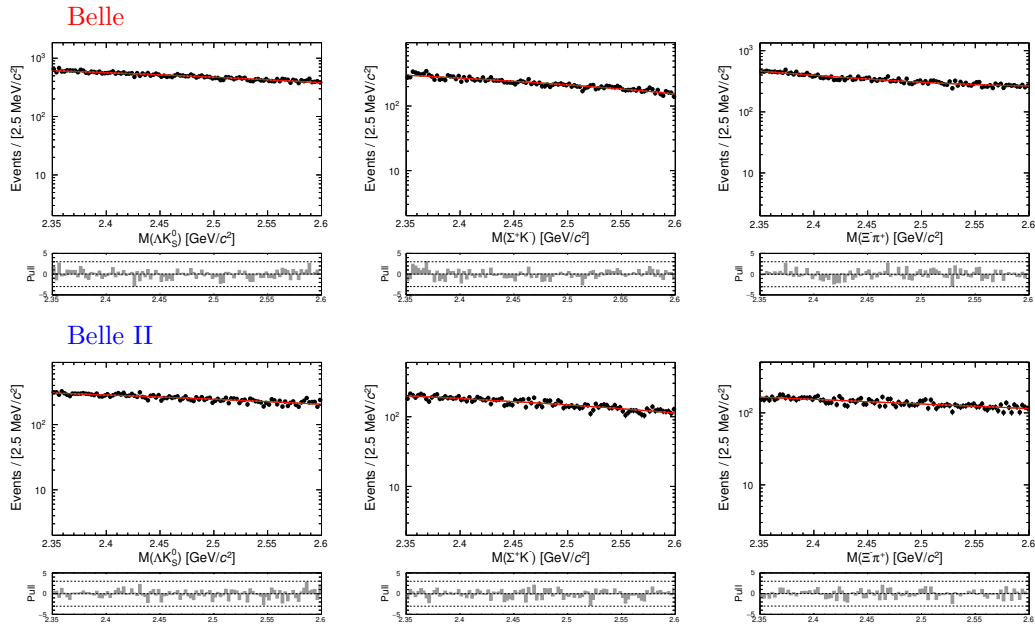


图 6.19 (上栏) Belle 实验和 (下栏) Belle II 实验中, 单举 MC 样本中通过 Truth-Match 的 Ξ_c^0 本底事例对应的不变质量谱分布, 分别对应 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式 (从左至右排列)。

6.5.3 基于单举 MC 的拟合结果

基于官方产生的单举 MC 样本，采用前文所述的信号和本底形状参数化方法，对 $M(\Xi_c^0)$ 分布进行了拟合。拟合结果如图 6.20 所示，其中本底形状通过一阶多项式描述，其斜率参数在拟合过程中被允许自由浮动。拟合得到的信号事例数和本底事例数列于表 6.5 中。这些结果与 Truth-Match 方法得到的事例数在一倍统计误差范围内一致，验证了拟合方法的有效性和合理性。

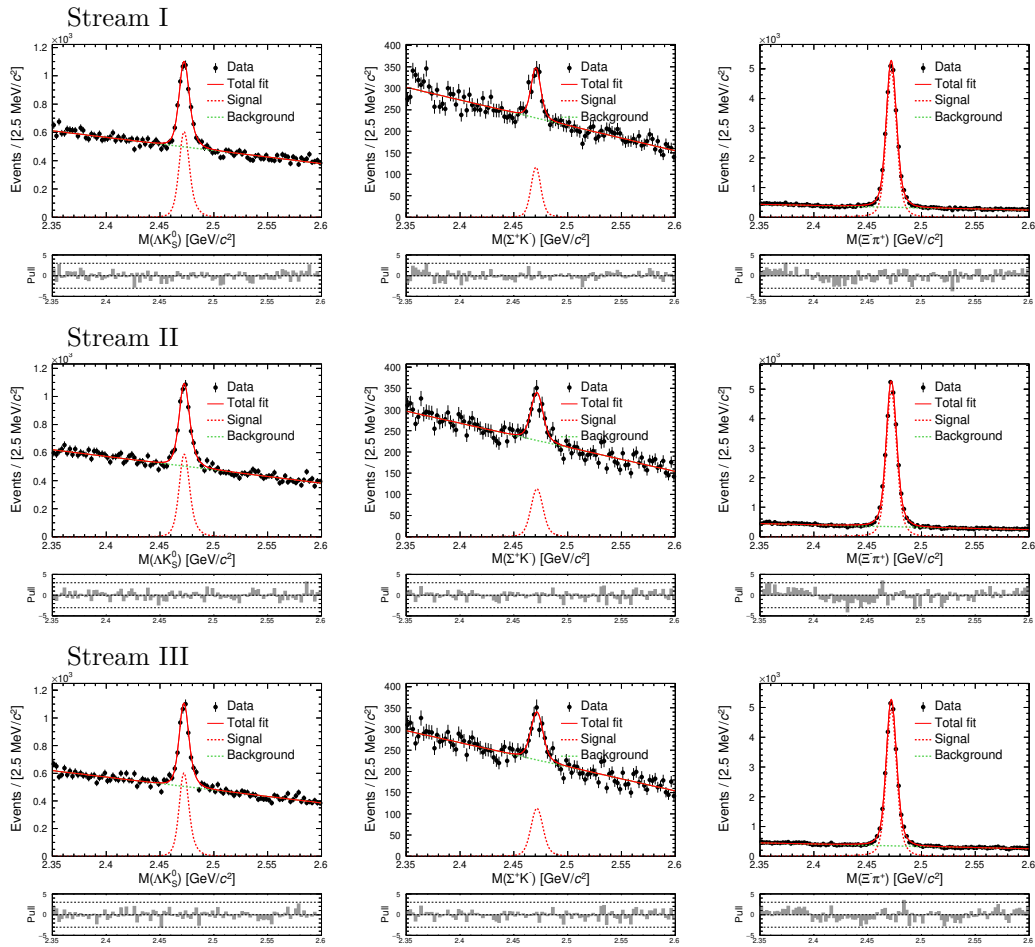


图 6.20 在 Belle 实验中，针对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 这几种衰变模式 (从左至右依次排列)，单举 MC 样本中关于 Ξ_c^0 的不变质量谱分布。

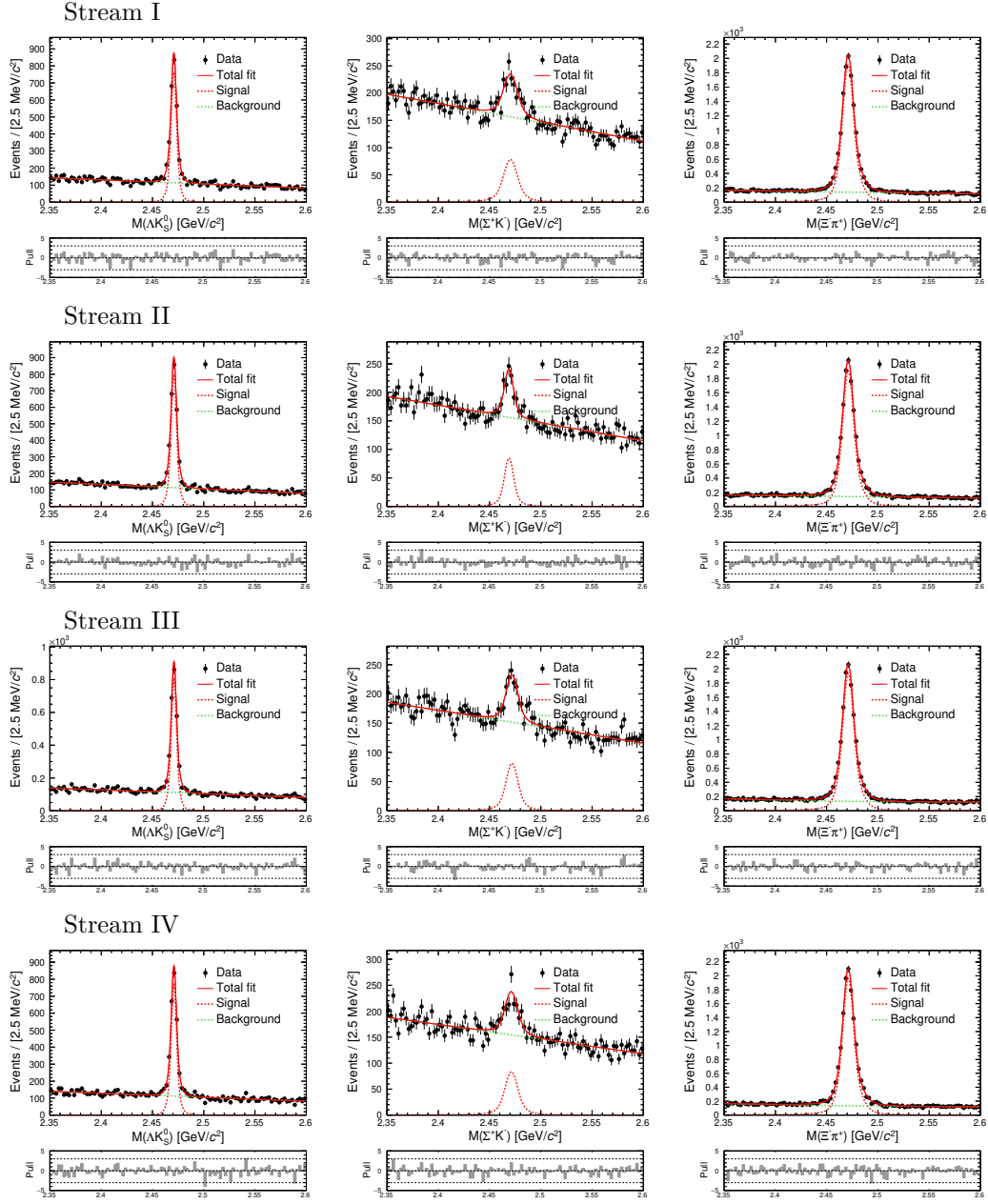


图 6.21 在 Belle II 实验中，针对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 这几种衰变模式 (从左至右依次排列)，单举 MC 样本中关于 Ξ_c^0 的不变质量谱分布。

表 6.5 单举 MC 样本中信号和本底的拟合产额与 Truth-Match 后事例数的比较, 以及相应的 Pull 值。其中 “ s_i ($i=1,2,3,4$)” 等代表 “stream i ”, 即各批单举 MC 样本, 其样本大小对应于真实数据积分亮度的一倍; “TM” 代表 Truth-Match 处理后的事例数。

衰变模式	样本	产额	Belle			Belle II		
			TM 产额	拟合产额	Pull 值	TM 产额	拟合产额	Pull 值
ΛK_S^0	s1	N_{sig}	3196	3241 ± 107	$+0.4\sigma$	1910	1905 ± 67	-0.1σ
		N_{bkg}	49574	49511 ± 240	-0.3σ	25525	25530 ± 168	$+0.1\sigma$
	s2	N_{sig}	3187	3211 ± 109	$+0.2\sigma$	1853	1900 ± 66	$+0.7\sigma$
		N_{bkg}	50135	50111 ± 243	-0.1σ	25274	25227 ± 167	-0.3σ
	s3	N_{sig}	3188	3032 ± 105	-1.5σ	1737	1664 ± 64	-1.1σ
		N_{bkg}	50125	50223 ± 241	$+0.4\sigma$	25339	25412 ± 167	$+0.4\sigma$
	s4	N_{sig}	-	-	-	1770	1785 ± 67	$+0.2\sigma$
		N_{bkg}	-	-	-	25389	25375 ± 168	-0.1σ
$\Sigma^+ K^-$	s1	N_{sig}	677	583 ± 62	-1.5σ	552	648 ± 76	$+1.2\sigma$
		N_{bkg}	22754	22848 ± 162	$+0.6\sigma$	15594	15498 ± 144	-0.7σ
	s2	N_{sig}	677	696 ± 71	$+0.3\sigma$	516	462 ± 56	-1.0σ
		N_{bkg}	22536	22517 ± 164	-0.1σ	15352	15406 ± 135	$+0.4\sigma$
	s3	N_{sig}	677	584 ± 61	-1.5σ	519	571 ± 68	$+0.8\sigma$
		N_{bkg}	22805	22898 ± 161	$+0.6\sigma$	15120	15068 ± 138	-0.4σ
	s4	N_{sig}	-	-	-	551	632 ± 72	$+1.1\sigma$
		N_{bkg}	-	-	-	15394	15313 ± 141	-1.4σ
$\Xi^- \pi^+$	s1	N_{sig}	26702	26679 ± 186	-0.1σ	12684	12828 ± 141	$+1.0\sigma$
		N_{bkg}	33653	33677 ± 204	$+0.1\sigma$	13918	13774 ± 145	-1.0σ
	s2	N_{sig}	26976	27071 ± 188	$+0.5\sigma$	12719	12824 ± 142	$+0.7\sigma$
		N_{bkg}	34140	34045 ± 205	-0.5σ	14018	13913 ± 146	-0.7σ
	s3	N_{sig}	26687	26576 ± 187	-0.6σ	12872	13034 ± 142	$+1.1\sigma$
		N_{bkg}	34681	34792 ± 207	$+0.5\sigma$	13865	13703 ± 145	-1.1σ
	s4	N_{sig}	-	-	-	12992	13231 ± 143	$+1.7\sigma$
		N_{bkg}	-	-	-	13783	13544 ± 144	-1.7σ

6.5.4 基于真实数据的拟合结果

为验证拟合方法的合理性, 采用相同的拟合策略对真实数据中 $M(\Xi_c^0)$ 的分布进行了拟合, 结果如图 6.22 所示。在拟合过程中, 对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 信号过程在 Ξ_c^0 信号区间进行了屏蔽处理, 而对已测量非对称参数的参考道 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程则未作处理。结果表明, 在相同的拟合策略下, 数据分布得到了良好的描述, 进一步验证了拟合方法的有效性。

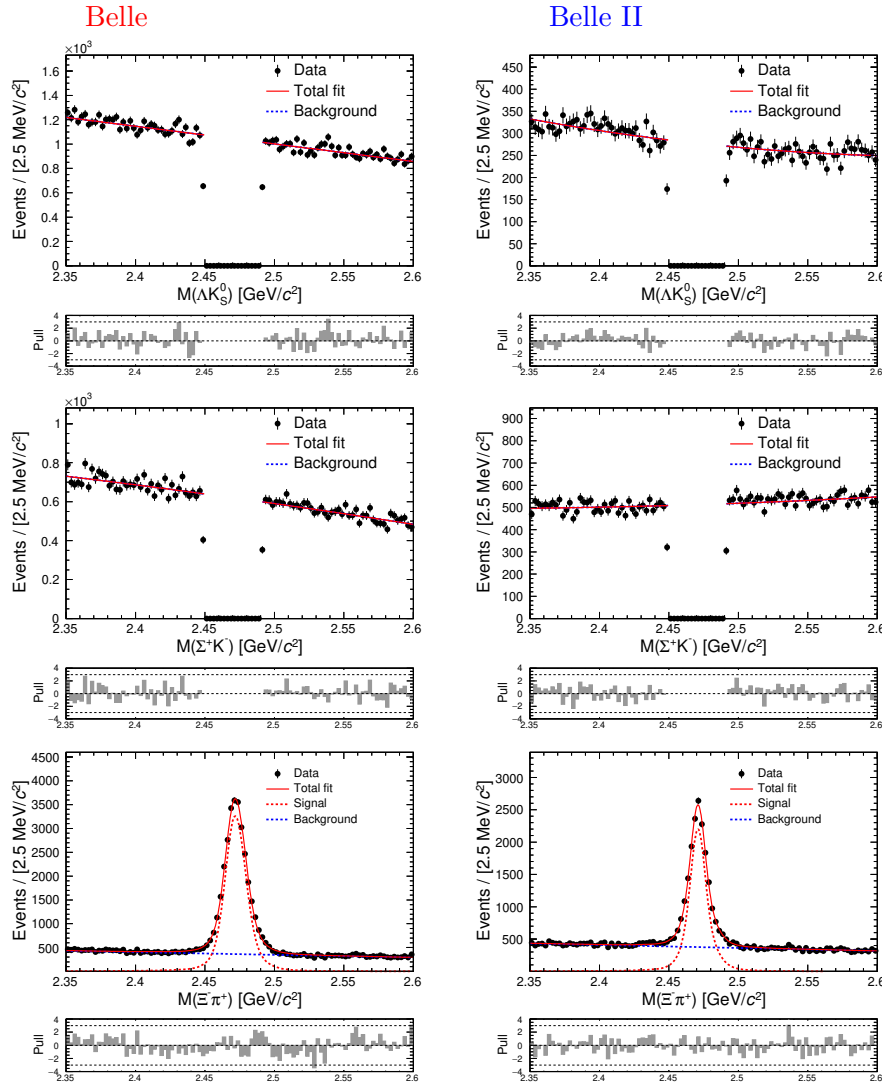


图 6.22 来自 Belle 和 Belle II 实验的数据, (上) 在 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、(中) $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、以及 (下) $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式下的 Ξ_c^0 的不变质量谱分布及拟合结果。

6.6 非对称参数测量

根据非对称参数 α 的表达式 6.1，首先需要抽取数据中 Ξ_c^0 信号事例关于 $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 的分布。为此，将 $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 的分布划分为 10 个均匀宽度的区间，并采用前述拟合 Ξ_c^0 信号产额的方法，分别确定每个区间内的信号产额，随后逐区间进行效率修正。

6.6.1 效率曲线

如图 6.23 所示，基于大样本信号 MC 样本，通过重建水平 Truth-Match 信号事例数与产生子水平信号事例数的比值，确定了依赖于 $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 的效率曲线。各衰变模式的效率曲线分布如图 6.24 所示。需要指出的是，在盲分析阶段，产生子水平输入的角分布为平坦分布（即 $\alpha = 0$ ）。解盲后，将使用测量得到的角分布更新信号 MC 样本。然而，这一值的输入与否对于结论的影响并不是决定性的，因为效率修正主要依赖于 $\cos\theta_{\text{hel}}$ 进行的。

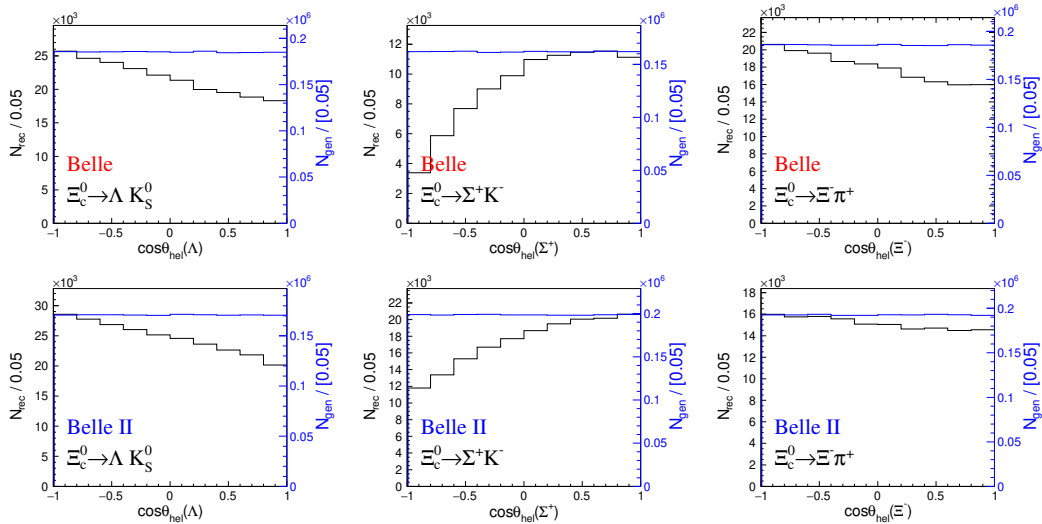


图 6.23 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 以及 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 各个衰变模式在产生子水平（蓝色直方图）和重建水平（黑色直方图）下，其信号事例数与螺旋角余弦值的依赖关系。

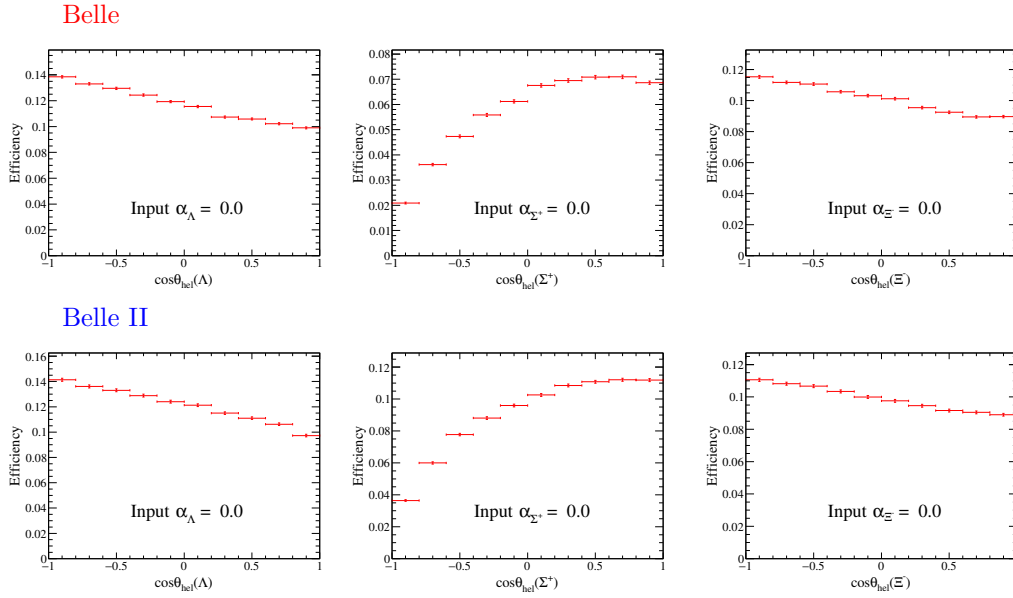


图 6.24 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 以及 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 各个衰变模式关于螺旋角余弦值 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 依赖的效率曲线分布。

6.6.2 α 测量结果

基于前述的抽取非对称参数 α 的策略，本节将介绍单举 MC 样本中非对称参数 $\alpha(\Xi_c^0)$ 的测量，以验证分析策略的正确性。

首先，通过拟合得到 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 的 10 个不同区间内关于 Ξ_c^0 的信号产额。在拟合过程中，信号形状固定为第 6.5.3 节中 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 全区间拟合得到的形状；本底形状则通过一阶多项式描述，其斜率参数在拟合中被允许自由浮动。对于统计量较低的 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式，本底形状被固定为 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 全区间拟合的结果。

最终，采用上述方法对各 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 区间内事例在 $M(\Xi_c^0)$ 分布上的信号产额进行了拟合，具体细节详见附录 F。

单举 MC 样本中，经过效率修正后的信号事例数随 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 的变化如图 6.25 所示。基于公式 6.1，对这些数据进行拟合，得到了 $\alpha_{\Xi_c^0} \alpha_{\text{hyp}}$ 的值，其结果总结于表格 6.6 中。这些结果（仅包含统计误差）均在 1σ 范围内与输入值 ($\alpha = 0$) 相互一致。

6.6.3 联合拟合

为了整合 Belle 和 Belle II 实验中测得的非对称参数结果，需要通过联合拟合方法实现。具体而言，将非对称参数 $\alpha_{\Xi_c^0} \alpha_{\text{hyp}}$ 作为共享参数，并采用相同分

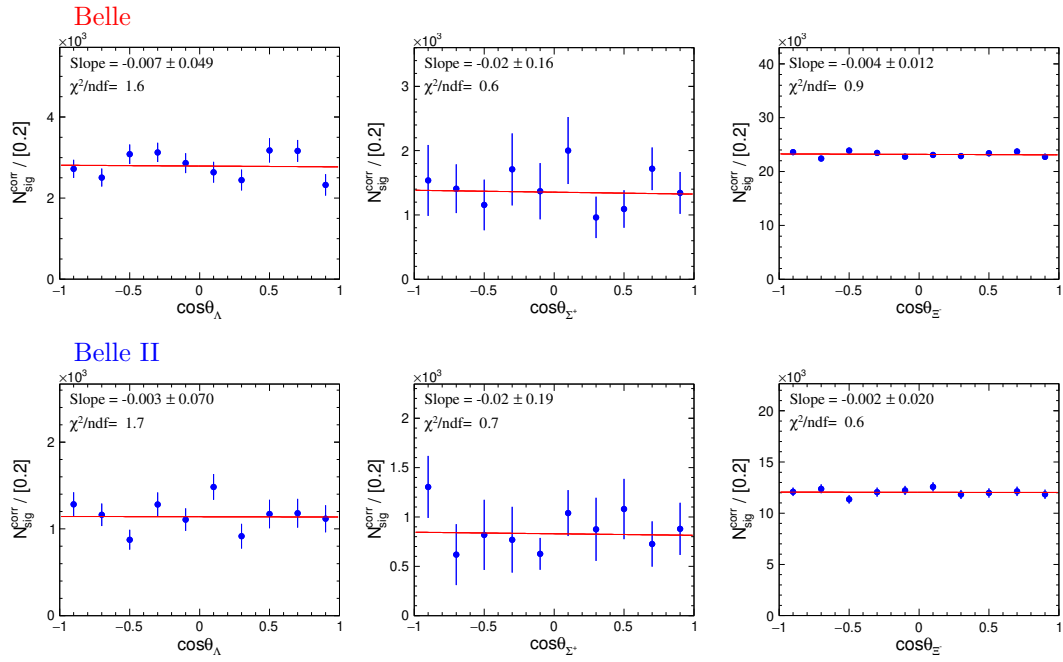


图 6.25 单举 MC 中效率修正后的信号事例数随 $\cos\theta_{\text{hel}}(\Lambda)$ 、 $\cos\theta_{\text{hel}}(\Sigma^+)$ 和 $\cos\theta_{\text{hel}}(\Xi^-)$ 变化的分布。

bin 数目进行联合拟合^[273]，如图 6.26 所示。拟合结果列于表 6.6 中，且所有结果均在一倍统计误差范围内与输入值一致。

表 6.6 在 Belle 和 Belle II 实验中，单举 MC 样本角分布的拟合斜率 $\alpha_{\Xi_c^0} \alpha_{\text{hyp}}$ ，以及通过联合拟合得到的合并结论。

衰变模式	Belle	Belle II	合并结论
$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$	-0.007 ± 0.049	0.003 ± 0.070	-0.006 ± 0.040
$\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$	-0.02 ± 0.16	-0.02 ± 0.18	-0.02 ± 0.12
$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$	-0.004 ± 0.012	-0.002 ± 0.020	0.003 ± 0.010

6.6.4 输入与输出检查

为进一步检查抽取非对称参数的方法是否有可能的偏差，下面又产生了不同 α 输入值下的 MC 样本，分别为 $\alpha = (-0.8, -0.4, 0.0, +0.4, +0.8)$ 五种情况。并且这些 MC 样本在产生子级别的角分布如图 G.1 (第一行和第三行)，图 G.2 (第一行和第三行) 以及图 G.3 (第一行和第三行) 所示。

随后将单举 MC 样本中的信号事例分别替换为上述样本，并再次测量其非对称参数 $\alpha_{\Xi_c^0}$ 值。结果显示，拟合得到的 $\alpha_{\Xi_c^0}$ 值在 1σ 范围内与输入值相符、未

发现偏差。上述拟合分布详见附录 G。

基于上述不同 α 值的输入输出结果，可以对 Belle 和 Belle II 实验数据联合拟合的 α 测量值结果进行线性测试，如图 6.27 所示。最终拟合得到的斜率与 1 相符，未发现明显偏差。

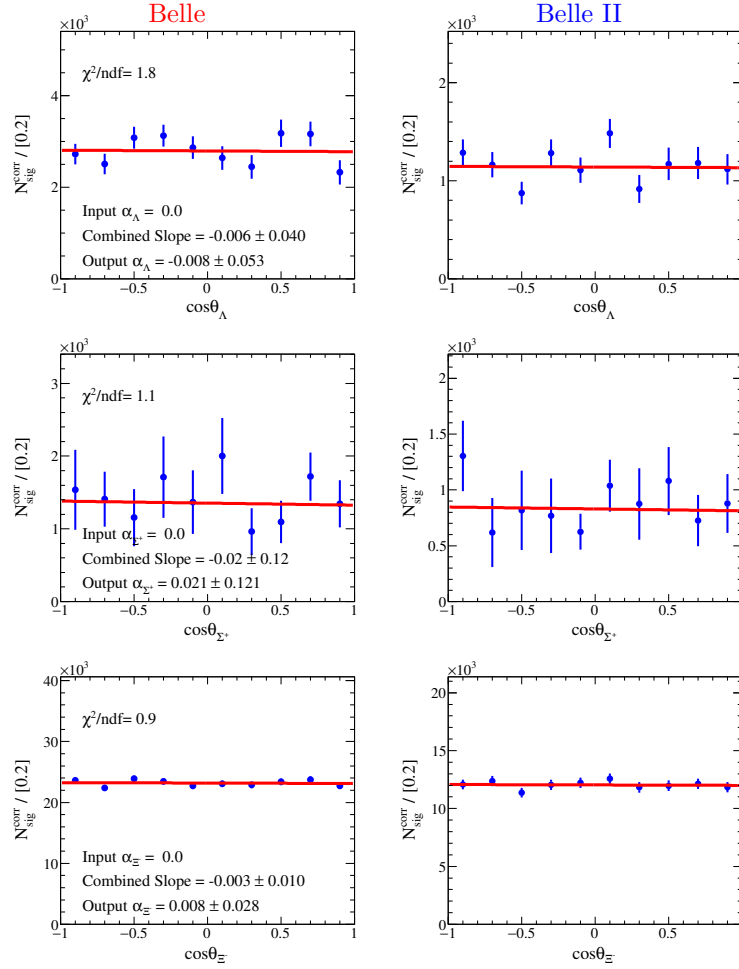


图 6.26 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 各个衰变，关于 Belle 和 Belle II 实验数据样本中 $\cos\theta_{hyp}$ （其中 $hyp = \Lambda, \Sigma^+, \Xi^-$ ）分布的联合拟合结果。

6.6.5 Toy-MC 研究与拟合偏差检查

为了验证上述 α 测量所采用的拟合方法的准确性，评估参数估计的统计特性，并研究拟合过程中可能引入的系统误差，本节使用 RooFit^[274] 产生伪数据 (Toy-MC) 样本开展了相应的 Toy-MC 研究。

首先，基于 $\cos\theta_{hyp}$ 各区间单独拟合时定义的概率密度函数，随机生成了

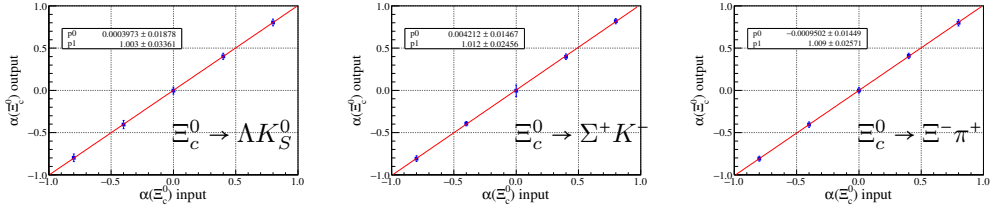


图 6.27 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 、 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ (从左至右依次排列) 这几种衰变模式, 关于不同 α 输入值的联合拟合结果的线性测试。

1000 组数据集, 并对每组数据集进行拟合。随后, 从每个拟合结果中提取信号的拟合值及其统计误差。在确保拟合状态和协方差矩阵质量检查无误后, 计算了上述拟合结果的 Pull 值分布。各 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 区间信号产额的 Pull 分布详见附录 H。结果表明, 未发现明显的系统性偏差。

基于上述 Toy-MC 抽样得到的信号产额数据集, 进一步研究了非对称参数 α 测量方法的准确性。具体而言, 对不同 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 区间内的信号产额数据集进行效率修正后, 测量了相应的 α 值, 从而获得了 1000 组 α 测量结果, 如图 6.28、图 6.29 和图 6.30 所示。结果显示, α 分布的均值与输入值相一致。

为进一步检验 α 测量结果的均值是否存在偏差, 计算了其相应的 Pull 值分布, 如图 6.31、图 6.32 和图 6.33 所示。对这些分布进行正态高斯函数拟合, 所得拟合结果的均值和宽度参数分别与 0 和 1 相符。

此外, 本研究还给出了上述输出值的线性拟合结果, 如图 6.34 所示。拟合得到的斜率与 1 一致。综上所述, 在 α 测量中未发现显著偏差, 表明所采用的拟合方法和测量过程具有较高的准确性和可靠性。

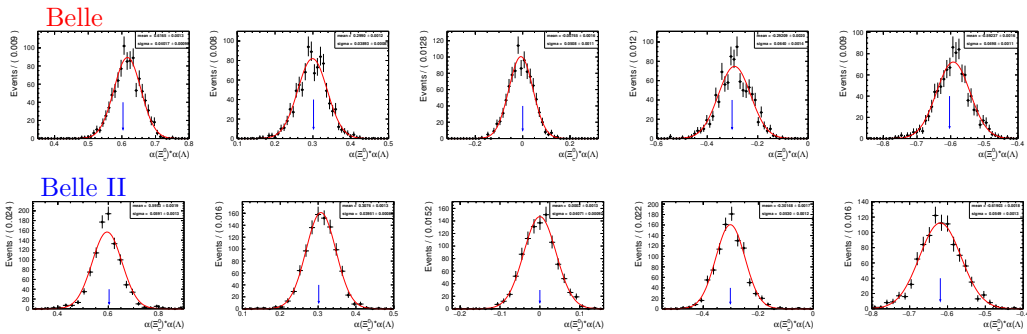


图 6.28 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式, (上栏) 在 Belle 实验或 (下栏) Belle II 实验中 Toy-MC 研究得到的 α 值的分布。

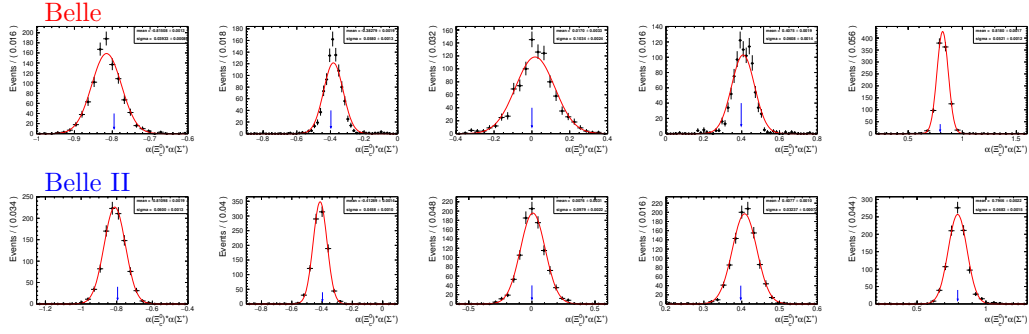


图 6.29 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变模式, (上栏) 在 Belle 实验或 (下栏) Belle II 实验中 Toy-MC 研究得到的 α 值的分布。

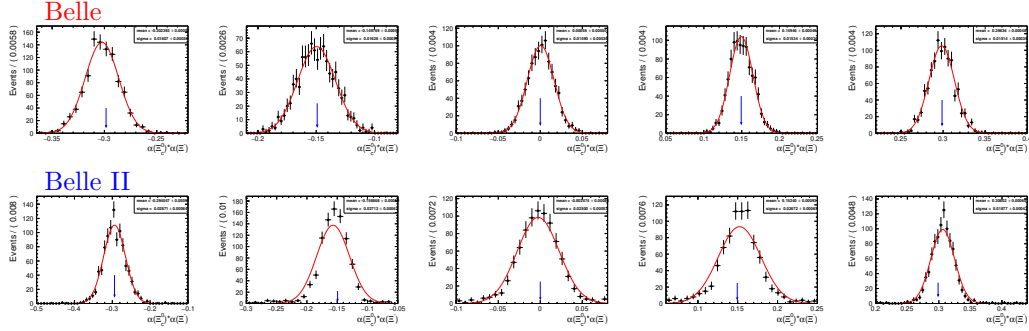


图 6.30 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式, (上栏) 在 Belle 实验或 (下栏) Belle II 实验中 Toy-MC 研究得到的 α 值的分布。

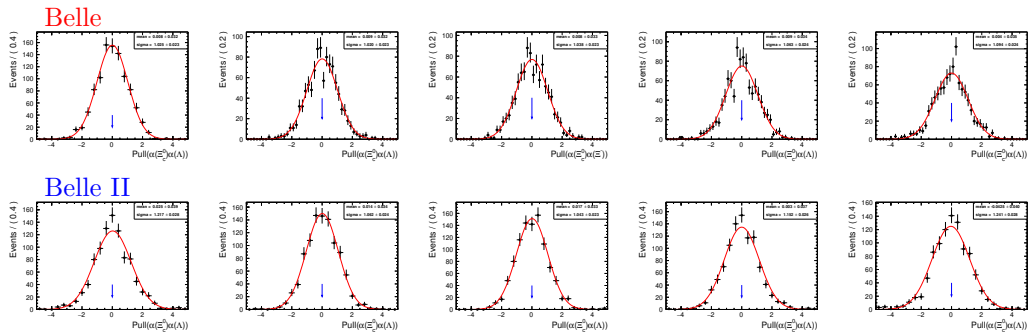


图 6.31 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式, (上栏) 在 Belle 实验或 (下栏) Belle II 实验中 Toy-MC 研究得到的 α 值的 pull 分布。

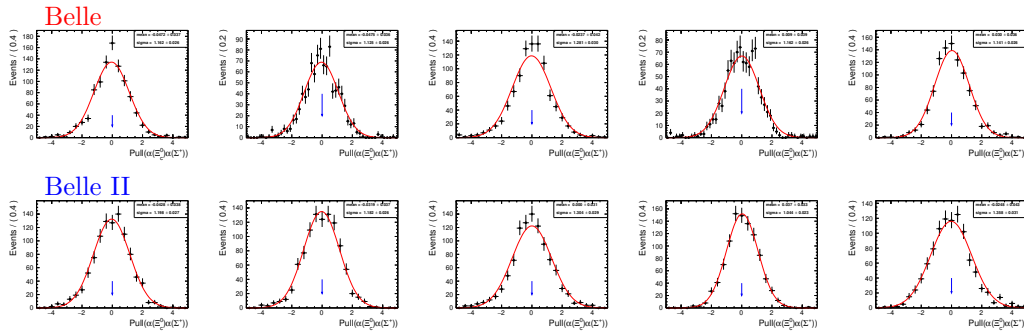


图 6.32 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变模式, (上栏) 在 Belle 实验或 (下栏) Belle II 实验中 Toy-MC 研究得到的 α 值的 pull 分布。

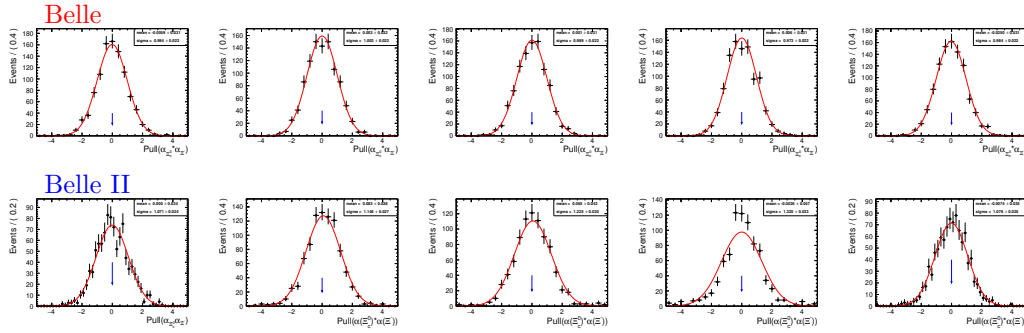


图 6.33 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式, (上栏) 在 Belle 实验或 (下栏) Belle II 实验中 Toy-MC 研究得到的 α 值的 pull 分布。

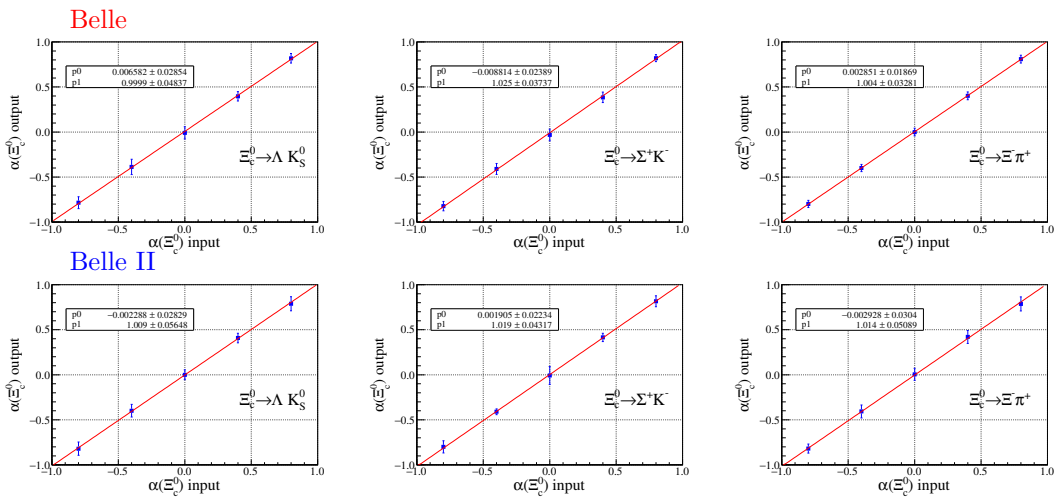


图 6.34 各个模式关于 α 不同输入值的线性测试拟合结果。

6.7 系统误差

在衰变不对称参数测量过程中，系统误差的主要来源包括： $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 分 bin 数目、效率曲线、拟合偏差，固定参数以及本底形状。以下对各来源进行详细描述。

- (i) **$\cos \theta_{\text{hyp}}$ 分 bin 数目**：通过将 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 的分 bin 数目从 10 个变化为 8 个或 12 个，重新测量 α 值。将这两次 α 值变化与标准结果相比，取其中较大的变化量作为系统误差。
- (ii) **效率曲线**：由于效率曲线的确定依赖于具有特定角分布（设为测量得到的 α 值）的信号 MC 样本，通过将 α 值改变一倍统计误差后重新抽样生成信号 MC 样本，并测量此时的 α 值。将变化最大的差异作为该项系统误差。
- (iii) **拟合偏差**：基于图 6.27 和图 6.34 中的线性测试结果以及测得的 α 值，确定拟合过程中的系统误差，具体列于表 6.7 中。详细步骤如下：线性函数为 $f(x) = c_0 + c_1 x$ ，通过 $f(x) = \alpha(\text{measured})$ 计算 x ，其中考虑了拟合参数的误差（即 $\alpha(\text{measured}) = \alpha(\text{fit}) + \sigma_\alpha(\text{fit})$ 或 $\alpha(\text{measured}) = \alpha(\text{fit}) - \sigma_\alpha(\text{fit})$ ）；然后，将 x 与 $\alpha(\text{fit})$ 之间的较大差值确定为系统误差。
- (iv) **固定参数**：对于拟合过程中固定的信号形状参数，通过随机抽样方法估计其引入的系统误差。具体而言，采用多维高斯抽样方法^[275] 抽样 1000 次，并考虑参数之间的相关性（协方差矩阵）。基于 1000 组参数对应的拟合结果，将其均方根 (RMS) 作为相应的系统误差。
- (v) **本底形状**：将用于本底参数化的多项式函数的阶数提高一阶，重新测量 α 值。将所得 α 值的变化量视为系统误差。

通过将上述单项系统误差平方和开根号的方式，得到最终的系统误差，具体数值列于表 6.7 中。

表 6.7 衰变不对称参数 α 测量中的相对系统误差 (单位为 “%”)。此处, “Comb.” 表示 Belle 实验和 Belle II 实验联合拟合结果所产生的系统误差。目前各项结果都是针对单举 MC 样本。

误差项	$\alpha(\Lambda K_S^0)$			$\alpha(\Sigma^+ K^-)$			$\alpha(\Xi^- \pi^+)$		
	Belle	Belle II	Comb.	Belle	Belle II	Comb.	Belle	Belle II	Comb.
$\cos \theta_{\text{hyp}}$ bins	1.8	0.5	1.5	1.2	1.2	1.2	0.3	0.1	0.1
效率曲线	0.8	0.3	0.3	0.8	0.6	0.5	0.2	0.4	0.2
拟合偏差	0.7	0.2	0.0	0.9	0.2	0.4	0.3	0.3	0.1
固定参数	0.2	0.4	0.2	0.2	0.8	0.2	0.4	0.2	0.2
本底形状	0.5	0.2	0.2	0.8	0.9	0.6	0.7	0.3	0.3
总和	2.2	0.8	1.6	1.9	1.8	1.5	0.9	0.6	0.4

6.8 参考道的解盲分析

如第 6.5.4 节所述, 本分析已通过参考道 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 对 $M(\Xi_c^0)$ 的质量分布进行了初步解盲研究, 验证了拟合方案的有效性。基于此基准分析框架, 本研究对 Belle 和 Belle II 实验数据样本开展了系统性分析: 首先, 确定 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 的每个区间内的信号产额值, 其拟合结果如图 6.35 所示; 随后, 通过应用效率修正获得 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 依赖的信号产额分布, 并通过拟合测量其非对称参数 α 值, 结果如图 6.36 所示。如表 6.8 所列, 测得的非对称参数 α 值在 Belle 和 Belle II 实验数据间呈现良好一致性 ($\Delta\alpha < 1\sigma_{\text{stat}}$), 且与 Belle 此前结果在一倍统计误差内相符^[246]。相关系统误差的估计值总结于表 6.9 中。其余信号道的分析结果将在解盲后详细讨论。

表 6.8 本分析测得 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程的非对称参数。相对误差的计算基于本工作各测量值的统计误差。

实验	$\alpha(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+) \alpha(\Xi^-)$	$\alpha(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+)$	相对误差
已发表结论			
Belle	0.235 ± 0.011	-0.630 ± 0.029	/
本分析结论			
Belle	0.237 ± 0.013	-0.635 ± 0.035	$+0.1\sigma$
Belle II	0.243 ± 0.018	-0.651 ± 0.048	$+0.4\sigma$
合并结论	0.239 ± 0.011	-0.641 ± 0.029	$+0.4\sigma$

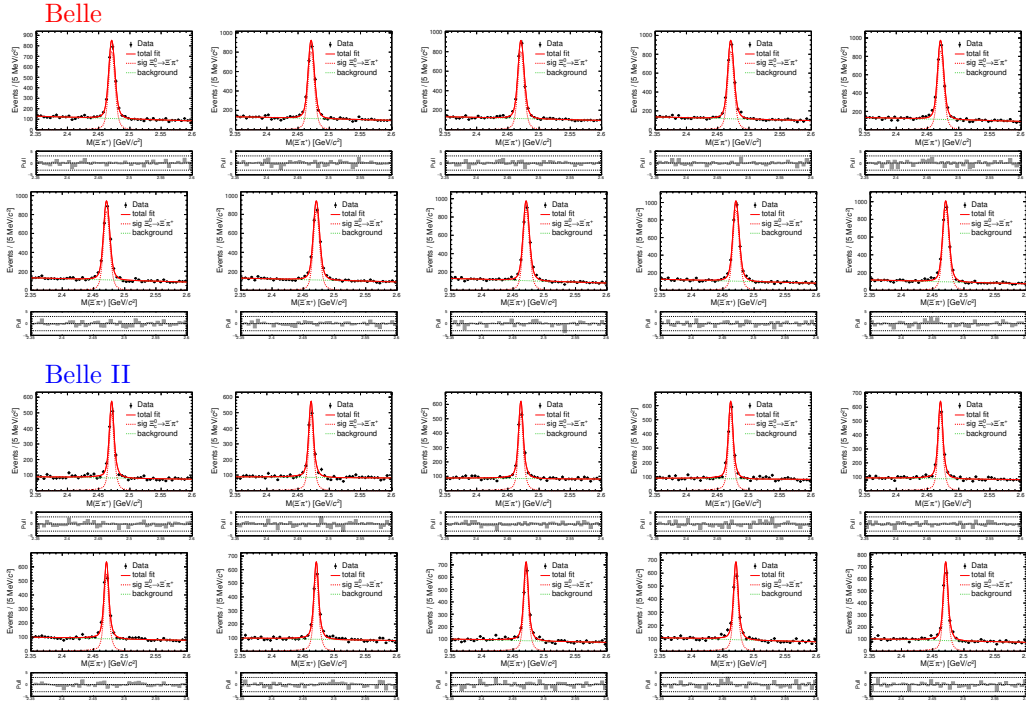


图 6.35 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式，数据中各个 $\cos \theta_{\Xi^-}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果。

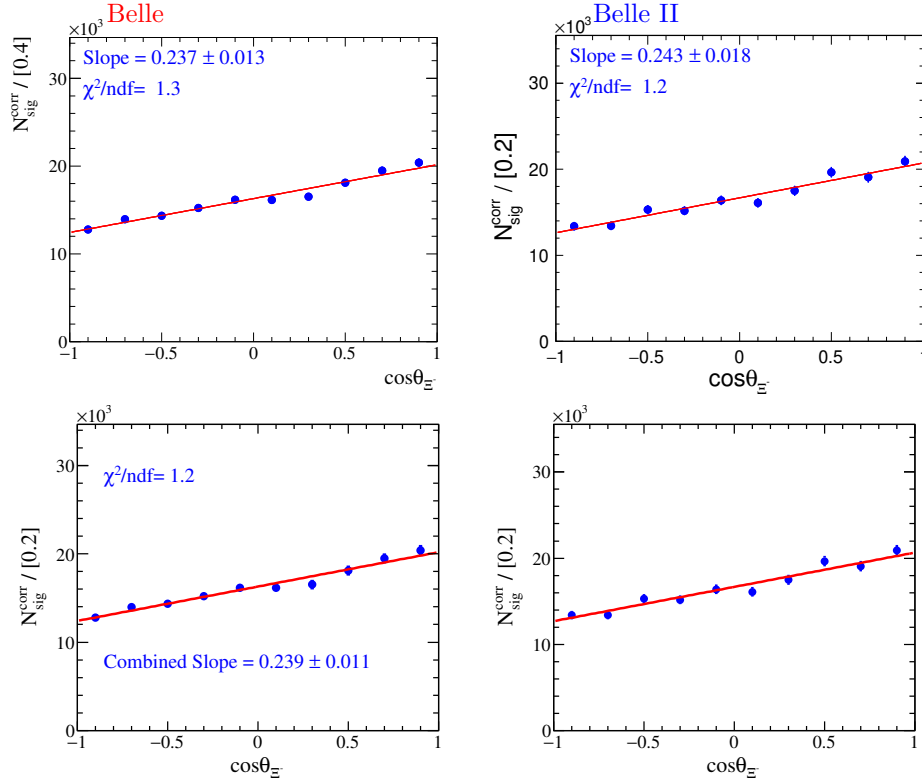


图 6.36 控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程（上栏）在 Belle 和 Belle II 上的测量值、（下栏）以及通过联合拟合得到的合并结论。

表 6.9 控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变不对称参数 $\alpha(\Xi_c^0)$ 的绝对系统误差 (单位为“%”)。其他信号道的结果将在解盲后更新。

误差项	$\alpha(\Xi^- \pi^+)$		
	Belle	Belle II	Comb.
$\cos \theta_{\text{hyp}}$ bins	0.9	0.0	0.9
效率曲线	0.4	0.7	0.3
拟合偏差	0.3	0.3	0.1
固定参数	0.6	0.8	0.5
本底形状	0.4	0.0	0.4
总系统误差	1.3	1.1	1.1
(vs.) 统计误差	5.5	7.4	5.4

6.9 本章总结

基于 Belle 探测器在 KEKB 正负电子对撞机和 Belle II 探测器在 SuperKEKB 正负电子对撞机上分别积累的约 1.4 ab^{-1} 数据样本, 首次对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变的非对称参数进行了系统研究, 验证了实验方法的有效性与合理性。通过对系统误差的深入分析, 发现统计误差是目前限制测量精度的主要因素。此外, 更新了 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 的 α 参数测量结果为:

$$\alpha_{\Xi^- \pi^+} = 0.641 \pm 0.029 \pm 0.007, \quad (6.4)$$

该结果与 Belle 实验此前的结果^[246] 在 1σ 误差范围内一致。这些 α 参数的测量结果有助于理解宇称破缺 S 波和宇称守恒 P 波振幅之间的相移^[100]。

本分析将在解盲后继续对其他信号道过程进行测量和研究。同时, 由于控制样本过程 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 的测量结果得到了合作组的广泛认可, 后续将对其结果进行正式更新。

第 7 章 总结和展望

本论文基于 BESIII 实验采集的 $(2712.4 \pm 14.1) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 数据样本, 以及 Belle/Belle II 实验获取的 1.4 ab^{-1} $\Upsilon(nS)$ ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) 数据, 系统研究了多个粲偶素与粲重子衰变过程, 并取得了以下重要成果:

- (I) **h_c 强衰变研究:** 首次观测到 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变过程的显著信号, 同时首次发现了 $2(\pi^+\pi^-)\omega$ 和 $2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程的强信号证据。测得的相应分支比分别为 $(9.28 \pm 1.14 \pm 0.77) \times 10^{-3}$ 、 $(4.00 \pm 0.86 \pm 0.35) \times 10^{-3}$ 和 $(7.55 \pm 1.51 \pm 0.77) \times 10^{-3}$ 。此外, 对于未观测到显著信号的 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$ 和 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变模式, 本研究给出了相应的上限分支比 (见表 3.31)。其中, $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 的上限结果较早期实验提升一个量级 [5], 且显著低于理论预测值 [173,174]。
- (II) **$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-V$ ($V = \omega, \phi$) 衰变:** 首次发现 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变过程的显著信号, 并测得分支比分别为 $(1.89 \pm 0.18 \pm 0.21) \times 10^{-5}$ 与 $(2.96 \pm 0.54 \pm 0.41) \times 10^{-6}$ (见表 4.5 和表 4.9)。这些结果与类似三体衰变的分支比量级一致 [203,204]。此外, $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$ 衰变的分支比与同位旋伙伴过程 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0\phi$ 的结果基本满足同位旋守恒关系 [223]。通过分析 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 、 $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^-)V$ 的不变质量谱分布, 本研究对可能的中间态结构进行了检查, 但限于统计量未发现显著的证据表明中间态存在。
- (III) **$\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变:** 本研究首次观测到 $\chi_{c1,2} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变过程的显著信号, 同时发现了 $\chi_{c0} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 衰变过程的强证据。测得的相应分支比分别为 $(6.01 \pm 0.90 \pm 0.40) \times 10^{-5}$ (χ_{c1})、 $(7.13 \pm 0.81 \pm 0.36) \times 10^{-5}$ (χ_{c2}) 以及 $(2.99 \pm 1.24 \pm 0.19) \times 10^{-5}$ (χ_{c0})。这些结果与 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\eta/\omega$ 类似衰变过程 [235,243] 的分支比水平一致 (见表 5.11)。对于 $\chi_{c1,2}$ 衰变模式, 本研究还通过 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})\phi$ 的不变质量谱对潜在中间态结构进行了研究。然而, 在当前统计量下, 未发现显著的证据表明中间态的存在。

(IV) **粲重子非对称参数测量**: 基于 Belle 和 Belle II 实验数据, 本研究更新了 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变过程的非对称参数 α 值为 $0.641 \pm 0.029 \pm 0.007$, 与先前 Belle 实验结果一致^[246]。此外, 基于盲分析方法, 对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 和 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变过程的非对称参数 α 值进行了系统研究, 验证了分析方法的有效性和准确性。

综上所述, 本工作为粲物理领域的实验与理论协同发展提供了重要数据支撑。未来, 结合高统计量实验和多维度的理论分析, 有望在强相互作用的非微扰特性、重子形成机制以及弱相互作用的对称性破缺等领域取得突破性进展。展望未来工作, 以下方向亟待深入开拓:

- **实验统计量提升**: 在本文中, 许多关于 h_c 衰变模式的研究仅观测到不到 5σ 的信号事例。结合相应的测量结果可知, 在当前实验统计量的限制下, 分支比低于 10^{-3} 量级的 h_c 衰变过程难以被有效观测, 这在很大程度上限制了对更多稀有衰变模式的实验探索。此外, 在对粲偶素三体衰变模式中潜在中间态的研究中, 由于统计量的限制, 难以得出定性的结论。类似地, 由于 Belle II 实验当前所采集的数据亮度尚未超越此前 Belle 实验的水平, 本研究中非对称参数的测量精度仍受限于统计误差。

⇒ 随着 BESIII 实验未来取数计划的实施^[276], 预计 $\psi(3686)$ 数据样本将累积至约 50 亿事例, 测量精度有望得到显著提升, 从而为揭示潜在的中间共振态结构提供更强的数据支持。与此同时, Belle II 实验计划于 2025 年开展新一轮数据采集工作^[277], 这将进一步为粲物理研究提供高亮度、高精度的实验平台。

- **理论模型优化**: 当前 $h_c \rightarrow p\bar{p}$ 衰变分支比的理论预测与实验上限存在显著差异, 这表明需要发展包含胶子激发态或强子分子态成分的新理论模型。此外, $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变的分支比层级关系也需结合重夸克对称性与 QCD 多极展开理论进行重新审视。同时, $\psi(3686) \rightarrow \Sigma \bar{\Sigma} V$ 和 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \phi$ 衰变的分支比模式为研究强子产生过程中的同位旋效应和 SU(3) 味对称性破缺提供了新的实验平台。

⇒ 未来, 通过对更多 h_c 衰变模式以及 $c\bar{c} \rightarrow H\bar{H} + \text{meson}$ 三体衰变模式的实验测量, 并结合理论计算模型的不断完善, 将为粲偶素物理领域的发展注入新的动力。

◦ **BESIII/Belle II 实验潜力开发:** 目前, BESIII 实验和 Belle II 实验均处于升级或维护阶段。对于 BESIII 实验, 在完成 CGEM 安装后, 仍需进一步调试相关的软硬件配置; 对于 Belle II 实验, 解决诸如束流异常丢失 (Sudden Beam Loss, SBL), PXD 异常等各类技术问题至关重要。

⇒ BESIII 实验的 2025 年运行计划表明^[278], 将取消加速器的同步加速器运行模式, 这意味着每年将有 9 至 10 个月用于物理实验运行。同时, 合作组正在研究六种不同类型数据采集的提案。2025 年上半年, 加速器将恢复运行、清理真空, 并收集足够数量的径迹以调试、校准和对齐 CGEM, 同时保持在 $\psi(3686)$ 峰值运行。下半年, 在 BEPCII - U 项目完成后, 可以在更高亮度更高能量点处运行。实验计划在 4680 MeV 能量下运行, 开始收集 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^+$ 样本 (目标总量为 9 fb^{-1}), 并对 $X(3872)$ 和 χ_{c2} 峰值进行扫描取数, 各约一个月。

⇒ 基于 SuperKEKB 加速器的运行状况, Belle II 合作组已制定多维度性能提升计划^[277]: 在束流控制方面, 继续改进已部署的新型束团快速中止系统^[279] (2024 年夏季实验中已将束流中止响应时间优化至 5–10 微秒量级), 以减少束流相关损坏; 同时, 改进用于束流损失监测的金刚石探测器^[280], 并深入理解束流背景, 以保护探测器并减少束流中止事件; 在加速器注入、调谐和准直器等方面引入机器学习技术, 并借助 GPU 资源及国际合作方 (如 CERN、IHEP) 的支持, 优化 SuperKEKB 的模拟。

随着 SuperKEKB 对撞机在 2025 年维护后进入更稳定的运行状态, 有望快速实现更高的积分亮度 (预期 2034 年后达到 50 ab^{-1} 的目标)。这将大幅提升粲重子非对称参数的测量精度, 并可能拓展至稀有衰变道的研究, 为 CP 破坏研究奠定基础。

参考文献

- [1] HiggsTan Homepage[EB/OL]. <https://higgstan.com/standerd-model/>.
- [2] FRITZSCH 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).
- [3] PESKIN M E, SCHROEDER D V. An Introduction to quantum field theory [M/OL]. Reading, USA: Addison-Wesley, 1995. DOI: [10.1201/9780429503559](https://doi.org/10.1201/9780429503559).
- [4] 杜东生杨茂志. 粒子物理导论[M]. 北京: 科学出版社, 2015: 420.
- [5] NAVAS S, et al. Review of particle physics[J/OL]. Phys. Rev. D, 2024, 110 (3):030001. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001).
- [6] 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).
- [7] 肖振军吕才典. 粒子物理学导论[M]. 北京: 科学出版社, 2016.
- [8] DEMTRÖDER W. Physics of elementary particles[M/OL]. Cham: Springer International Publishing, 2022: 173-212. https://doi.org/10.1007/978-3-030-58313-2_7.
- [9] GROSS D J, WILCZEK F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1343-1346. DOI: [10.1103/PhysRevLett.30.1343](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343).
- [10] POLITZER H D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1346-1349. DOI: [10.1103/PhysRevLett.30.1346](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1346).
- [11] BETTINI A. Introduction to Elementary Particle Physics[M/OL]. Cambridge University Press, 2024. DOI: [10.1017/9781009440745](https://doi.org/10.1017/9781009440745).
- [12] CABIBBO N. Unitary Symmetry and Leptonic Decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1963, 10:531-533. DOI: [10.1103/PhysRevLett.10.531](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531).

- [13] CABIBBO N. Unitary Symmetry and Nonleptonic Decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 12:62-63. DOI: [10.1103/PhysRevLett.12.62](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.62).
- [14] GOLDOUZIAN R. Search for Anomalous Single Top Quark Production in Association with a Photon in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV[D]. [S.l.]: Brussels U., 2016.
- [15] GLASHOW S L, ILIOPOULOS J, MAIANI L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry[J/OL]. Phys. Rev. D, 1970, 2:1285-1292. DOI: [10.1103/PhysRevD.2.1285](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.2.1285).
- [16] KOBAYASHI M, MASKAWA T. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction[J/OL]. Prog. Theor. Phys., 1973, 49:652. DOI: [10.1143/PTP.49.652](https://doi.org/10.1143/PTP.49.652).
- [17] BURAS A J. Weak Hamiltonian, CP violation and rare decays[C]//Les Houches Summer School in Theoretical Physics, Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions. [S.l.: s.n.], 1998: 281-539.
- [18] CHAU L L, KEUNG W Y. Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1984, 53:1802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.53.1802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1802).
- [19] HARARI H, LEURER M. Recommending a Standard Choice of Cabibbo Angles and KM Phases for Any Number of Generations[J/OL]. Phys. Lett. B, 1986, 181:123-128. DOI: [10.1016/0370-2693\(86\)91268-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91268-2).
- [20] AUBERT B, et al. Measurement of CP violating asymmetries in B^0 decays to CP eigenstates[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2001, 86:2515-2522. DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.2515](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.2515).
- [21] ABE K, et al. Observation of large CP violation in the neutral B meson system[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2001, 87:091802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.091802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.091802).
- [22] SHEN Y F, SONG W J, QIN Q. CP violation induced by neutral meson mixing interference[J/OL]. Phys. Rev. D, 2024, 110(3):L031301. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.L031301](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.L031301).

- [23] AUBERT J J, et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:1404-1406. DOI: [10.1103/PhysRevLett.33.1404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1404).
- [24] AUGUSTIN J E, et al. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:1406-1408. DOI: [10.1103/PhysRevLett.33.1406](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1406).
- [25] BACCI C, et al. Preliminary Result of Frascati (ADONE) on the Nature of a New 3.1-GeV Particle Produced in e^+e^- Annihilation[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:1408. DOI: [10.1103/PhysRevLett.33.1408](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1408).
- [26] 王贻芳. 北京谱仪 (BES) 上的粲物理研究[J/OL]. 物理, 2011, 40(12): 794-798. <https://wuli.iphy.ac.cn/cn/article/id/31896>.
- [27] ABRAMS G S, et al. The Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:1453-1455. DOI: [10.1103/PhysRevLett.33.1453](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1453).
- [28] CHEN H X, CHEN W, LIU X, et al. A review of the open charm and open bottom systems[J/OL]. Rept. Prog. Phys., 2017, 80(7):076201. DOI: [10.1088/1361-6633/aa6420](https://doi.org/10.1088/1361-6633/aa6420).
- [29] KUANG Y P. QCD multipole expansion and hadronic transitions in heavy quarkonium systems[J/OL]. Front. Phys. China, 2006, 1:19-37. DOI: [10.1007/s11467-005-0012-6](https://doi.org/10.1007/s11467-005-0012-6).
- [30] KUANG Y P, BARNES T, YUAN C, et al. Charmonium transitions[J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 2009, 24S1:327-364. DOI: [10.1142/S0217751X09046588](https://doi.org/10.1142/S0217751X09046588).
- [31] EICHEN E, GOTTFRIED K, KINOSHITA T, et al. Charmonium: Comparison with Experiment[J/OL]. Phys. Rev. D, 1980, 21:203. DOI: [10.1103/PhysRevD.21.203](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.21.203).
- [32] GODFREY S, ISGUR N. Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics[J/OL]. Phys. Rev. D, 1985, 32:189-231. DOI: [10.1103/PhysRevD.32.189](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.32.189).
- [33] KOMA Y, KOMA M. Heavy quarkonium spectroscopy in pNRQCD with

- lattice QCD input[J/OL]. PoS, 2012, LATTICE2012:140. DOI: [10.22323/1.164.0140](#).
- [34] GUO F K, PENG H, XIE J J, et al. Hadron spectroscopy at STCF[J]. 2022.
- [35] CHEN H X, CHEN W, LIU X, et al. The hidden-charm pentaquark and tetraquark states[J/OL]. Phys. Rept., 2016, 639:1-121. DOI: [10.1016/j.physrep.2016.05.004](#).
- [36] HOSAKA A, IJIMA T, MIYABAYASHI K, et al. Exotic hadrons with heavy flavors: X, Y, Z, and related states[J/OL]. PTEP, 2016, 2016(6): 062C01. DOI: [10.1093/ptep/ptw045](#).
- [37] GUO F K, HANHART C, MEISSNER U G, et al. Hadronic molecules [J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2018, 90(1):015004. DOI: [10.1103/RevModPhys.90.015004](#).
- [38] OLSEN S L, SKWARNICKI T, ZIEMINSKA D. Nonstandard heavy mesons and baryons: Experimental evidence[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2018, 90(1): 015003. DOI: [10.1103/RevModPhys.90.015003](#).
- [39] YUAN C Z. The XYZ states revisited[J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 2018, 33(21):1830018. DOI: [10.1142/S0217751X18300181](#).
- [40] LIU Y R, CHEN H X, CHEN W, et al. Pentaquark and Tetraquark states [J/OL]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2019, 107:237-320. DOI: [10.1016/j.ppnp.2019.04.003](#).
- [41] BRAMBILLA N, EIDELMAN S, HANHART C, et al. The XYZ states: experimental and theoretical status and perspectives[J/OL]. Phys. Rept., 2020, 873:1-154. DOI: [10.1016/j.physrep.2020.05.001](#).
- [42] GUO F K, LIU X H, SAKAI S. Threshold cusps and triangle singularities in hadronic reactions[J/OL]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2020, 112:103757. DOI: [10.1016/j.ppnp.2020.103757](#).
- [43] YUAN C Z. Charmonium and charmoniumlike states at the BESIII experiment[J/OL]. Natl. Sci. Rev., 2021, 8(11):nwab182. DOI: [10.1093/nsr/nwab182](#).

-
- [44] HALZEN F. Cvc for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors[J/OL]. Phys. Lett. B, 1977, 69:105-108. DOI: [10.1016/0370-2693\(77\)90144-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90144-7).
- [45] EBOLI O J P, GREGORES E M, HALZEN F. Inelastic photoproduction at HERA: A Second charmonium crisis?[J/OL]. Phys. Lett. B, 1999, 451: 241-246. DOI: [10.1016/S0370-2693\(99\)00137-9](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00137-9).
- [46] CHANG C H. Hadronic Production of J/ψ Associated With a Gluon[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1980, 172:425-434. DOI: [10.1016/0550-3213\(80\)90175-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(80)90175-3).
- [47] BERGER E L, JONES D L. Inelastic Photoproduction of J/ψ and Υ by Gluons[J/OL]. Phys. Rev. D, 1981, 23:1521-1530. DOI: [10.1103/PhysRevD.23.1521](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.1521).
- [48] BAIER R, RUCKL R. On Inelastic Leptoproduction of Heavy Quarkonium States[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1982, 201:1-15. DOI: [10.1016/0550-3213\(82\)90374-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(82)90374-1).
- [49] BAIER R, RUCKL R. Hadronic Production of J/ψ and Υ : Transverse Momentum Distributions[J/OL]. Phys. Lett. B, 1981, 102:364-370. DOI: [10.1016/0370-2693\(81\)90636-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90636-5).
- [50] BAIER R, RUCKL R. Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory[J/OL]. Z. Phys. C, 1983, 19:251. DOI: [10.1007/BF01572254](https://doi.org/10.1007/BF01572254).
- [51] CASWELL W E, LEPAGE G P. Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories[J/OL]. Phys. Lett. B, 1986, 167:437-442. DOI: [10.1016/0370-2693\(86\)91297-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91297-9).
- [52] THACKER B A, LEPAGE G P. Heavy quark bound states in lattice QCD [J/OL]. Phys. Rev. D, 1991, 43:196-208. DOI: [10.1103/PhysRevD.43.196](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.43.196).
- [53] BODWIN G T, BRAATEN E, LEPAGE G P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium[J/OL]. Phys. Rev. D, 1995, 51:1125-1171. DOI: [10.1103/PhysRevD.55.5853](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.5853).
- [54] EDIN A, INGELMAN G, RATHSMAN J. Quarkonium production at the Tevatron through soft color interactions[J/OL]. Phys. Rev. D, 1997, 56: 7317-7320. DOI: [10.1103/PhysRevD.56.7317](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.7317).

- [55] BODWIN G T. NRQCD: Fundamentals and applications to quarkonium decay and production[J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 2006, 21:785-792. DOI: [10.1142/S0217751X06032034](https://doi.org/10.1142/S0217751X06032034).
- [56] ABLIKIM M, et al. Number of J/ψ events at BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2022, 46(7):074001. DOI: [10.1088/1674-1137/ac5c2e](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ac5c2e).
- [57] ADACHI I, et al. Precise measurement of the CP violation parameter $\sin 2\phi_1$ in $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2012, 108:171802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.171802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.171802).
- [58] ANDREOTTI M, et al. Results of a search for the $h_c(^1P_1)$ state of charmonium in the $\eta_c\gamma$ and $J/\psi\pi^0$ decay modes[J/OL]. Phys. Rev. D, 2005, 72: 032001. DOI: [10.1103/PhysRevD.72.032001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.032001).
- [59] DOBBS S, et al. Precision Measurement of the Mass of the $h_c(^1P_1)$ State of Charmonium[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2008, 101:182003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.101.182003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.182003).
- [60] XIANG B, et al. Observation of the anomalous dipion mass spectrum in $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ [EB/OL]. 2025. <https://hnbes3.ihep.ac.cn/HyperNews/get/paper833.html>.
- [61] XIANG B, et al. Observation of the anomalous dipion mass spectrum in $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\pi^0J/\psi$ [EB/OL]. 2025. https://docbes3.ihep.ac.cn/DocDB/0016/001607/001/memo_v0.pdf.
- [62] APPELQUIST T, POLITZER H D. Orthocharmonium and e^+e^- Annihilation[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1975, 34:43. DOI: [10.1103/PhysRevLett.34.43](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.34.43).
- [63] BRODSKY S J, LEPAGE G P, TUAN S F. Exclusive Charmonium Decays: The $J/\psi(\psi') \rightarrow \rho\pi, K^*\bar{K}$ Puzzle[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1987, 59:621. DOI: [10.1103/PhysRevLett.59.621](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.621).
- [64] ABLIKIM M, et al. Future Physics Programme of BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2020, 44(4):040001. DOI: [10.1088/1674-1137/44/4/040001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/44/4/040001).
- [65] KATO Y, IJIMA T. Open charm hadron spectroscopy at B-factories

- [J/OL]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2019, 105:61-81. DOI: [10.1016/j.ppnp.2019.01.001](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2019.01.001).
- [66] YOSHIDA T, HIYAMA E, HOSAKA A, et al. Spectrum of heavy baryons in the quark model[J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(11):114029. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.114029](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.114029).
- [67] CHEN H X, CHEN W, LIU X, et al. An updated review of the new hadron states[J/OL]. Rept. Prog. Phys., 2023, 86(2):026201. DOI: [10.1088/1361-6633/aca3b6](https://doi.org/10.1088/1361-6633/aca3b6).
- [68] XIAO-RUI LYU J L F. Advances in precision measurements of the lifetimes and masses of the charmed baryons at lhcb[J/OL]. Chinese Science Bulletin, 2024, 69(31):4570-4576. <http://www.sciengine.com/publisher/ScienceChinaPress/journal/ChineseScienceBulletin/69/31/10.1360/TB-2024-0062>. DOI: <https://doi.org/10.1360/TB-2024-0062>.
- [69] CHENG H Y. Charmed baryon physics circa 2021[J/OL]. Chin. J. Phys., 2022, 78:324-362. DOI: [10.1016/j.cjph.2022.06.021](https://doi.org/10.1016/j.cjph.2022.06.021).
- [70] KNAPP B, et al. Observation of a Narrow anti-Baryon State at $2.26 \text{ GeV}/c^2$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1976, 37:882. DOI: [10.1103/PhysRevLett.37.882](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.37.882).
- [71] EDWARDS K W, et al. Observation of excited baryon states decaying to $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:3331-3335. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.3331](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3331).
- [72] ALBRECHT H, et al. Observation of a new charmed baryon[J/OL]. Phys. Lett. B, 1993, 317:227-232. DOI: [10.1016/0370-2693\(93\)91598-H](https://doi.org/10.1016/0370-2693(93)91598-H).
- [73] ARTUSO M, et al. Observation of new states decaying into $\Lambda_c^+ \pi^- \pi^+$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2001, 86:4479-4482. DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.4479](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.4479).
- [74] LI Y B, et al. Evidence of a New Excited Charmed Baryon Decaying to $\Sigma_c(2455)^{0,++} \pi^\pm$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2023, 130(3):031901. DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.031901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.031901).
- [75] AUBERT B, et al. Observation of a charmed baryon decaying to $D^0 p$ at a mass near $2.94 \text{ GeV}/c^2$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2007, 98:012001. DOI:

- [10.1103/PhysRevLett.98.012001](#).
- [76] CAZZOLI E G, CNOPS A M, CONNOLLY P L, et al. Evidence for Delta $S = -\Delta Q$ Currents or Charmed Baryon Production by Neutrinos[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1975, 34:1125-1128. DOI: [10.1103/PhysRevLett.34.1125](#).
 - [77] CALICCHIO M, et al. First Observation of the Production and Decay of the Σ_c^+ [J/OL]. Phys. Lett. B, 1980, 93:521-524. DOI: [10.1016/0370-2693\(80\)90379-2](#).
 - [78] AMMAR R, et al. First observation of the Σ_c^{*+} baryon and a new measurement of the Σ_c^{*+} mass[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2001, 86:1167-1170. DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.1167](#).
 - [79] BRANDENBURG G, et al. Observation of two excited charmed baryons decaying into $\Lambda_c^+ \pi^\pm$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1997, 78:2304-2308. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.2304](#).
 - [80] MIZUK R, et al. Observation of an isotriplet of excited charmed baryons decaying to $\Lambda_c^+ \pi$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2005, 94:122002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.122002](#).
 - [81] BIAGI S F, et al. Observation of a Narrow State at 2.46 GeV/ c^2 : A Candidate for the Charmed Strange Baryon A^+ [J/OL]. Phys. Lett. B, 1983, 122: 455. DOI: [10.1016/0370-2693\(83\)91601-5](#).
 - [82] AVERY P, et al. Observation of the Charmed Strange Baryon Ξ_c^0 [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1989, 62:863. DOI: [10.1103/PhysRevLett.62.863](#).
 - [83] JESSOP C P, et al. Observation of two narrow states decaying into $\Xi_c^+ \gamma$ and $\Xi_c^0 \gamma$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1999, 82:492-496. DOI: [10.1103/PhysRevLett.82.492](#).
 - [84] GIBBONS L, et al. Observation of an excited charmed baryon decaying into $\Xi_c^0 \pi^+$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1996, 77:810-813. DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.810](#).
 - [85] AVERY P, et al. Observation of a narrow state decaying into $\Xi_c^+ \pi^-$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1995, 75:4364-4368. DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.4364](#).

- [86] CSORNA S E, et al. Evidence of new states decaying into $\Xi'_c\pi$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2001, 86:4243-4246. DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.4243](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.4243).
- [87] AUBERT B, et al. A Study of Excited Charm-Strange Baryons with Evidence for new Baryons $\Xi_c(3055)^+$ and $\Xi_c(3123)^+$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 77:012002. DOI: [10.1103/PhysRevD.77.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.012002).
- [88] AAIJ R, et al. Study of the $B^- \rightarrow \Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-K^-$ decay[J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 108:012020. DOI: [10.1103/PhysRevD.108.012020](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.012020).
- [89] AUBERT B, et al. A Study of $\bar{B} \rightarrow \Xi_c\bar{\Lambda}_c^-$ and $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-\bar{K}$ decays at BABAR[J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 77:031101. DOI: [10.1103/PhysRevD.77.031101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.031101).
- [90] CHISTOV R, et al. Observation of new states decaying into $\Lambda_c^+K^-\pi^+$ and $\Lambda_c^+K_S^0\pi^-$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2006, 97:162001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.162001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.162001).
- [91] BIAGI S F, et al. A Measurement of the Branching Ratio $\Sigma^+ \rightarrow \rho\gamma/\Sigma^+ \rightarrow \rho\pi^0$ [J/OL]. Z. Phys. C, 1985, 28:495. DOI: [10.1007/BF01473995](https://doi.org/10.1007/BF01473995).
- [92] SOLOVIEVA E, et al. Study of Ω_c^0 and Ω_c^{*0} Baryons at Belle[J/OL]. Phys. Lett. B, 2009, 672:1-5. DOI: [10.1016/j.physletb.2008.12.062](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.12.062).
- [93] AAIJ R, et al. Observation of New Ω_c^0 States Decaying to the $\Xi_c^+K^-$ Final State[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2023, 131(13):131902. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.131902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.131902).
- [94] ZUPANC A, et al. Measurement of the Branching Fraction $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113(4):042002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.042002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.042002).
- [95] ABLIKIM M, et al. Measurements of absolute hadronic branching fractions of Λ_c^+ baryon[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2016, 116(5):052001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.052001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.052001).
- [96] LI Y B, et al. First Measurements of Absolute Branching Fractions of the Ξ_c^0 Baryon at Belle[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2019, 122(8):082001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.082001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.082001).

- [97] LI Y B, et al. First measurements of absolute branching fractions of the Ξ_c^+ baryon at Belle[J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 100(3):031101. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.031101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.031101).
- [98] CHAU L L, CHENG H Y, TSENG B. Analysis of two-body decays of charmed baryons using the quark diagram scheme[J/OL]. Phys. Rev. D, 1996, 54:2132-2160. DOI: [10.1103/PhysRevD.54.2132](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.54.2132).
- [99] LEE T D, YANG C N. General Partial Wave Analysis of the Decay of a Hyperon of Spin 1/2[J/OL]. Phys. Rev., 1957, 108:1645-1647. DOI: [10.1103/PhysRev.108.1645](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1645).
- [100] ZHONG H, XU F, CHENG H Y. Topological Diagrams and Hadronic Weak Decays of Charmed Baryons[J]. 2024.
- [101] 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).
- [102] DONOGHUE J F, PAKVASA S. Signals of CP Nonconservation in Hyperon Decay[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1985, 55:162. DOI: [10.1103/PhysRevLett.55.162](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.162).
- [103] CHRISTENSON J H, CRONIN J W, FITCH V L, et al. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13:138-140. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138).
- [104] LI L. Charm physics at the Belle and Belle II experiments[C]//2024 International Workshop on Future Tau Charm Facilities. [S.l.: s.n.], 2024.
- [105] POLYCARPO E, DOS REIS A C. Review of recent results on charm mixing and CP violation[J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 2014, 29(24):1430051. DOI: [10.1142/S0217751X14300518](https://doi.org/10.1142/S0217751X14300518).
- [106] ABLIKIM M, et al. Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 252001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.252001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.252001).
- [107] 刘智青, 沈成平, 苑长征. 发现 $Z_C(3900)$ ——一个带电类粲偶素共振结构

- [J/OL]. 物理, 2013, 42(10):720-723. <https://wuli.iphy.ac.cn/cn/article/doi/10.7693/wl20131006>.
- [108] LIU Z Q, et al. Study of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ and Observation of a Charged Charmoniumlike State at Belle[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2013, 110:252002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.252002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.252002).
- [109] ABLIKIM M, et al. Precise Measurement of Born Cross Sections for $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ at $\sqrt{s} = 3.80 - 4.95$ GeV[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2024, 133(8):081901. DOI: [10.1103/PhysRevLett.133.081901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.081901).
- [110] ABLIKIM M, et al. Observation of a Near-Threshold Structure in the K^+ Recoil-Mass Spectra in $e^+e^- \rightarrow K^+(D_s^- D^{*0} + D_s^{*-} D^0)$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2021, 126(10):102001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.102001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.102001).
- [111] ABLIKIM M, et al. Determination of Spin-Parity Quantum Numbers of $X(2370)$ as 0^{-+} from $J/\psi \rightarrow \gamma K_S^0 K_S^0 \eta'$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2024, 132(18):181901. DOI: [10.1103/PhysRevLett.132.181901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.181901).
- [112] GUI L C, DONG J M, CHEN Y, et al. Study of the pseudoscalar glueball in J/ψ radiative decays[J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 100(5):054511. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.054511](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.054511).
- [113] ABLIKIM M, et al. Observation of $D^+ \rightarrow K_S^0 a_0(980)^+$ in the Amplitude Analysis of $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \eta$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2024, 132(13):131903. DOI: [10.1103/PhysRevLett.132.131903](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.131903).
- [114] ABLIKIM M, et al. Measurement of the Absolute Branching Fraction of $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ via $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2021, 127(17):171801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.171801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.171801).
- [115] ABLIKIM M, et al. First Measurement of the Decay Asymmetry in the Pure W-Boson-Exchange Decay $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2024, 132(3):031801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.132.031801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.031801).
- [116] ABLIKIM M, et al. Determination of Strong-Phase Parameters in $D \rightarrow K_{S,L}^0 \pi^+ \pi^-$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 124(24):241802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.241802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.241802).

- [117] 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).
- [118] ABLIKIM M, et al. Strong and Weak CP Tests in Sequential Decays of Polarized Σ^0 Hyperons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2024, 133(10):101902. DOI: [10.1103/PhysRevLett.133.101902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.101902).
- [119] ABLIKIM M, et al. Test of CP Symmetry in Hyperon to Neutron Decays [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2023, 131(19):191802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.191802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.191802).
- [120] BRAMBILLA N, et al. Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2011, 71:1534. DOI: [10.1140/epjc/s10052-010-1534-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1534-9).
- [121] YE M H, ZHENG Z P. BEPC, THE BEIJING ELECTRON POSITRON COLLIDER[J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 1987, 2:1707-1725. DOI: [10.1142/S0217751X87000880](https://doi.org/10.1142/S0217751X87000880).
- [122] FANG S X, CHEN S Y. The Beijing Electron Positron Collider[J]. Part. Accel., 1990, 26:51-61.
- [123] ABLIKIM M, et al. Design and Construction of the BESIII Detector[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2010, 614:345-399. DOI: [10.1016/j.nima.2009.12.050](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.12.050).
- [124] BEPCII luminosity sets world record as $1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [EB/OL]. <https://phys.org/news/2016-04-becii-luminosity-world-11033cm2s.html>.
- [125] 张闯. 北京正负电子对撞机及其重大改造工程[J/OL]. 物理, 2005, 34(04): 262-269. <https://wuli.iphy.ac.cn/cn/article/id/30601>.
- [126] 中国科学院高能物理研究所教育处视频画册[EB/OL]. 中国科学院高能物理研究所, 2025. <https://ihep.cas.cn/edu/sphc/hc/>.
- [127] The construction of the BESIII experiment[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2009, 598:7-11. DOI: [10.1016/j.nima.2008.08.072](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.072).

- [128] YUAN C Z, OLSEN S L. The BESIII physics programme[J/OL]. Nature Rev. Phys., 2019, 1(8):480-494. DOI: [10.1038/s42254-019-0082-y](https://doi.org/10.1038/s42254-019-0082-y).
- [129] MELENDI F M. Operation and readout of CGEM inner Tracker[J/OL]. PoS, 2025, ICHEP2024:1086. DOI: [10.22323/1.476.1086](https://doi.org/10.22323/1.476.1086).
- [130] BESIII Collaboration Homepage[EB/OL]. <https://english.ihep.cas.cn/bes/re/ha/dc/>.
- [131] ZHANG J, et al. The BESIII muon identification system[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2010, 614:196-205. DOI: [10.1016/j.nima.2009.12.036](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.12.036).
- [132] ABLIKIM M, et al. Determination of the number of $\psi(3686)$ events at BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2018, 42(2):023001. DOI: [10.1088/1674-1137/42/2/023001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/42/2/023001).
- [133] ABLIKIM M, et al. Determination of the number of $\psi(3686)$ events taken at BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2024, 48(9):093001. DOI: [10.1088/1674-1137/ad595b](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ad595b).
- [134] ABLIKIM M. Measurement of the integrated luminosities of the data taken by BESIII at $\sqrt{s} = 3.650$ and 3.773 GeV[J/OL]. Chin. Phys. C, 2013, 37: 123001. DOI: [10.1088/1674-1137/37/12/123001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/37/12/123001).
- [135] Charmonium working group datasets page[EB/OL]. <https://docbes3.ihep.ac.cn/~charmoniumgroup/index.php/Datasets>.
- [136] Belle Collaboration Homepage[EB/OL]. <https://belle.kek.jp/>.
- [137] AKAI K, et al. Commissioning of KEKB[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499:191-227. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01788-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01788-6).
- [138] ABASHIAN A, et al. The Belle Detector[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2002, 479:117-232. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)02013-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02013-7).
- [139] BRODZICKA J, et al. Physics Achievements from the Belle Experiment [J/OL]. PTEP, 2012, 2012:04D001. DOI: [10.1093/ptep/pts072](https://doi.org/10.1093/ptep/pts072).
- [140] ABE T, et al. Belle II Technical Design Report[J]. 2010.
- [141] ALTMANNSHOFER W, et al. The Belle II Physics Book[J/OL]. PTEP, 2019, 2019(12):123C01. DOI: [10.1093/ptep/ptz106](https://doi.org/10.1093/ptep/ptz106).

- [142] Belle II Collaboration Homepage[EB/OL]. <https://www.belle2.org>.
- [143] ABE I, et al. The KEKB injector linac[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499:167-190. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01787-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01787-4).
- [144] NISHIDA S. Belle ii pid system[C/OL]//Presented at the 7th Workshop of Belle II China Group, Shandong University, Qingdao, China. Qingdao, China, 2025. <https://indico.ihep.ac.cn/event/25097/contributions/189323/attachments/90857/118207/250517-belle2china-pid.pdf>.
- [145] AKAI K, FURUKAWA K, KOISO H. SuperKEKB collider[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 2018, A907:188. DOI: [10.1016/j.nima.2018.08.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.08.017).
- [146] ABE T, et al. Achievements of KEKB[J/OL]. PTEP, 2013, 2013:03A001. DOI: [10.1093/ptep/pts102](https://doi.org/10.1093/ptep/pts102).
- [147] ALIMONTI G, et al. The BELLE silicon vertex detector[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2000, 453:71-77. DOI: [10.1016/S0168-9002\(00\)00608-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00608-2).
- [148] USHIRODA Y. Belle silicon vertex detectors[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 511:6-10. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01739-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01739-X).
- [149] KODYVS P, et al. The Belle II vertex detector integration[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2019, 936:616-620. DOI: [10.1016/j.nima.2018.09.003](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.003).
- [150] TANIGUCHI N. Central Drift Chamber for Belle-II[J/OL]. JINST, 2017, 12(06):C06014. DOI: [10.1088/1748-0221/12/06/C06014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/06/C06014).
- [151] NAKANO E. Belle PID[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2002, 494:402-408. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01510-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01510-3).
- [152] KRIZAN P. Overview of particle identification techniques[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2013, 706:48-54. DOI: [10.1016/j.nima.2012.05.013](https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.013).
- [153] HAYAKAWA T. Particle identification for Belle II[J/OL]. PoS, 2015, Beauty2014:038. DOI: [10.22323/1.216.0038](https://doi.org/10.22323/1.216.0038).
- [154] NISHIDA S, et al. Aerogel RICH for the Belle II forward PID[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2014, 766:28-31. DOI: [10.1016/j.nima.2014.06.061](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.061).
- [155] STARIC M. Performance studies of the Belle II TOP counter[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2014, 766:237-240. DOI: [10.1016/j.nima.2014.06.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.017).

- [156] BONDAR A. The BELLE detector[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1998, 408:64-76. DOI: [10.1016/S0168-9002\(98\)00314-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00314-3).
- [157] ADACHI I, BROWDER T E, KRIZAN P, et al. Detectors for extreme luminosity: Belle II[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2018, 907:46-59. DOI: [10.1016/j.nima.2018.03.068](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.03.068).
- [158] BEVAN A J, et al. The Physics of the B Factories[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74:3026. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3026-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3026-9).
- [159] SHEKHTMAN L. Proceedings, International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17): Novosibirsk, Russia[C]. [S.l.: s.n.], 2017.
- [160] ABASHIAN A, et al. The K_L/μ detector subsystem for the BELLE experiment at the KEK B factory[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2000, 449: 112-124. DOI: [10.1016/S0168-9002\(99\)01383-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01383-2).
- [161] ABASHIAN A, et al. The Belle detector[J/OL]. Nucl. Instr. and Meth. A, 2002, 479(1):117-232. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201020137>. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)02013-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02013-7).
- [162] ADACHI I, et al. Measurement of the integrated luminosity of data samples collected during 2019-2022 by the Belle II experiment*[J/OL]. Chin. Phys. C, 2025, 49(1):013001. DOI: [10.1088/1674-1137/ad806c](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ad806c).
- [163] LEWIS P M, et al. First Measurements of Beam Backgrounds at SuperKEKB[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2019, 914:69-144. DOI: [10.1016/j.nima.2018.05.071](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.05.071).
- [164] ABUDINÉN F, et al. Measurement of the integrated luminosity of the Phase 2 data of the Belle II experiment[J/OL]. Chin. Phys. C, 2020, 44(2):021001. DOI: [10.1088/1674-1137/44/2/021001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/44/2/021001).
- [165] EICHTEEN E, GODFREY S, MAHLKE H, et al. Quarkonia and their transitions[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2008, 80:1161-1193. DOI: [10.1103/RevModPhys.80.1161](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.1161).
- [166] KUANG Y P. S-D mixing and searching for the $\psi(1^1P_1)$ state at BEPC

- [J/OL]. Phys. Rev. D, 2002, 65:094024. DOI: [10.1103/PhysRevD.65.094024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.094024).
- [167] GODFREY S, ROSNER J L. Production of singlet P -wave $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ states [J/OL]. Phys. Rev. D, 2002, 66:014012. DOI: [10.1103/PhysRevD.66.014012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.014012).
- [168] ABLIKIM M, et al. Study of the $h_c(1^1P_1)$ meson via $\psi(2S) \rightarrow \pi^0 h_c$ decays at BESIII[J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(7):072007. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.072007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.072007).
- [169] ABLIKIM M, et al. Measurements of the branching fractions of the P -wave charmonium spin-singlet state $h_c(1^1P_1) \rightarrow h^+ h^- \pi^0 / \eta$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2024, 110(3):032023. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.032023](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.032023).
- [170] ABLIKIM M, et al. Evidence of the $h_c \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^- + c.c.$ decay [J/OL]. Phys. Rev. D, 2024, 110(1):012007. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.012007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.012007).
- [171] ABLIKIM M, et al. Improved measurement of the branching fraction of $h_c \rightarrow \gamma \eta' / \eta$ and search for $h_c \rightarrow \gamma \pi^0$ [J/OL]. JHEP, 2024, 08:180. DOI: [10.1007/JHEP08\(2024\)180](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2024)180).
- [172] BRODSKY S J, LEPAGE G P. Helicity Selection Rules and Tests of Gluon Spin in Exclusive QCD Processes [J/OL]. Phys. Rev. D, 1981, 24:2848. DOI: [10.1103/PhysRevD.24.2848](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2848).
- [173] LIU X H, ZHAO Q. Further study of the helicity selection rule evading mechanism in η_c , χ_{c0} and h_c decaying to baryon anti-baryon pairs [J/OL]. J. Phys. G, 2011, 38:035007. DOI: [10.1088/0954-3899/38/3/035007](https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/3/035007).
- [174] BARSUK S, HE J, KOU E, et al. Investigating charmonium production at LHC with the $p \bar{p}$ final state [J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86:034011. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.034011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.034011).
- [175] AGOSTINELLI S, et al. GEANT4 - A Simulation Toolkit [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 506:250-303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [176] HUANG K X, LI Z J, QIAN Z, et al. Method for detector description transformation to Unity and application in BESIII [J/OL]. Nucl. Sci. Tech., 2022, 33(11):142. DOI: [10.1007/s41365-022-01133-8](https://doi.org/10.1007/s41365-022-01133-8).
- [177] JADACH S, WARD B F L, WAS Z. The Precision Monte Carlo event

- generator KK for two fermion final states in e^+e^- collisions[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2000, 130:260-325. DOI: [10.1016/S0010-4655\(00\)00048-5](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00048-5).
- [178] JADACH S, WARD B F L, WAS Z. Coherent exclusive exponentiation for precision Monte Carlo calculations[J/OL]. Phys. Rev. D, 2001, 63:113009. DOI: [10.1103/PhysRevD.63.113009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.63.113009).
- [179] PING R G. Event generators at BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2008, 32: 599. DOI: [10.1088/1674-1137/32/8/001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/32/8/001).
- [180] LANGE D J. The EvtGen particle decay simulation package[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2001, 462:152-155. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4).
- [181] CHEN J C, HUANG G S, QI X R, et al. Event generator for J/ψ and $\psi(2S)$ decay[J/OL]. Phys. Rev. D, 2000, 62:034003. DOI: [10.1103/PhysRevD.62.034003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.62.034003).
- [182] YANG R L, PING R G, CHEN H. Tuning and Validation of the Lundcharm Model with J/ψ Decays[J/OL]. Chin. Phys. Lett., 2014, 31:061301. DOI: [10.1088/0256-307X/31/6/061301](https://doi.org/10.1088/0256-307X/31/6/061301).
- [183] RICHTER-WAS E. QED bremsstrahlung in semileptonic B and leptonic tau decays[J/OL]. Phys. Lett. B, 1993, 303:163-169. DOI: [10.1016/0370-2693\(93\)90062-M](https://doi.org/10.1016/0370-2693(93)90062-M).
- [184] LUO J, PING R, et al. Progress in besevtgen[EB/OL]. 2022. https://indico.ihep.ac.cn/event/16632/contributions/49331/attachments/23569/26706/Progress_in_BesEvtGen.pdf.
- [185] JI Q P, et al. Study of the angle for $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\omega\omega \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$ [EB/OL]. 2010. http://hnbes3.ihep.ac.cn/HyperNews/get/AUX/2010/04/12/11.08-19899-study_angle.ppt.
- [186] ZHOU X, DU S, LI G, et al. TopoAna: A generic tool for the event type analysis of inclusive Monte-Carlo samples in high energy physics experiments[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2021, 258:107540. DOI: [10.1016/j.cpc.2020.107540](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107540).
- [187] ALBRECHT H, et al. Measurement of the polarization in the decay $B \rightarrow$

- $J/\psi K^*$ [J/OL]. Phys. Lett. B, 1994, 340:217-220. DOI: [10.1016/0370-2693\(94\)01302-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)01302-0).
- [188] ZHU Y S. On Statistical Significance of Signal[J]. HEPNP, 2006, 30:331-334.
- [189] LIU F, et al. Study of tracking and PID systematic uncertainty[EB/OL]. 2022. <https://hnbes3.ihep.ac.cn/HyperNews/get/AUX/2022/03/30/11.36-82070-pionv2.pdf>.
- [190] YUAN W L, AI X C, JI X B, et al. Study of tracking efficiency and its systematic uncertainty from $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ at BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2016, 40(2):026201. DOI: [10.1088/1674-1137/40/2/026201](https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/2/026201).
- [191] PRASAD V, et al. Study of photon detection efficiency in $e^+e^- \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ process[EB/OL]. 2021. <https://docbes3.ihep.ac.cn/DocDB/0007/000765/005/memoV5.pdf>.
- [192] RIPKA M. π^0 reconstruction efficiency[EB/OL]. 2016. <https://hnbes3.ihep.ac.cn/HyperNews/get/AUX/2016/11/16/15.28-22065-pi0eff.pdf>.
- [193] ABLIKIM M, et al. Branching fraction measurements of χ_{c0} and χ_{c2} to $\pi^0\pi^0$ and $\eta\eta$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2010, 81:052005. DOI: [10.1103/PhysRevD.81.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.81.052005).
- [194] ABLIKIM M, et al. Search for hadronic transition $\chi_{cJ} \rightarrow \eta_c\pi^+\pi^-$ and observation of $\chi_{cJ} \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87(1):012002. DOI: [10.1103/PhysRevD.87.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.012002).
- [195] Charmonium working group data quality page[EB/OL]. https://docbes3.ihep.ac.cn/~charmoniumgroup/index.php/DataQuality_Page.
- [196] BEHNKE O, KRÖNINGER K, SCHOTT G, et al. Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods[M/OL]. Berlin, Germany: Wiley-VCH, 2013. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9783527653416>.
- [197] STENSON K. A more exact solution for incorporating multiplicative systematic uncertainties in branching ratio limits[J]. 2006.
- [198] LIU X X, LÜ X R, ZHU Y S. Combined estimation for multi-measurements

- of branching ratio[J/OL]. Chin. Phys. C, 2015, 39(10):103001. DOI: [10.1088/1674-1137/39/10/103001](#).
- [199] ABLIKIM M, et al. Search for $\eta_c(2S)h_c \rightarrow p\bar{p}$ decays and measurements of the $\chi_{cJ} \rightarrow p\bar{p}$ branching fractions[J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 88(11):112001. DOI: [10.1103/PhysRevD.88.112001](#).
- [200] 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](#).
- [201] QI H, YAN W. Isospin violations at BESIII[J/OL]. PoS, 2019, Confinement2018:125. DOI: [10.22323/1.336.0125](#).
- [202] ABLIKIM M, et al. Observation of the J/ψ and $\psi(3686)$ decays into $\eta\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(11):112007. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.112007](#).
- [203] ABLIKIM M, et al. Measurement of $\psi(3686) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\eta$ and $\psi(3686) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\pi^0$ decays[J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(7):072006. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.072006](#).
- [204] ABLIKIM M, et al. Study of $\psi(3686) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\omega$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(11):112011. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.112011](#).
- [205] ZOU B S, CHIANG H C. One pion exchange final state interaction and the $p\bar{p}$ near threshold enhancement in $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ decays[J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 69:034004. DOI: [10.1103/PhysRevD.69.034004](#).
- [206] CHANG C H, PANG H R. On possible S -wave bound states for a $N\bar{N}$ system within a constituent quark model[J/OL]. Commun. Theor. Phys., 2005, 43:275-282. DOI: [10.1088/0253-6102/43/2/016](#).
- [207] KLEMP T E, RICHARD J M. Baryon spectroscopy[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2010, 82:1095-1153. DOI: [10.1103/RevModPhys.82.1095](#).
- [208] SARANTSEV A V, MATVEEV M, NIKONOV V A, et al. Hyperon II: Properties of excited hyperons[J/OL]. Eur. Phys. J. A, 2019, 55(10):180. DOI: [10.1140/epja/i2019-12880-5](#).

- [209] ABLIKIM M, et al. Observation of a near-threshold enhancement in the $\Lambda\bar{\Lambda}$ mass spectrum from $e^+e^- \rightarrow \phi\Lambda\bar{\Lambda}$ at $\sqrt{s}$ from 3.51 to 4.60 GeV[J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 104(5):052006. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.052006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.052006).
- [210] ZHAO L, LI N, ZHU S L, et al. Meson-exchange model for the $\Lambda\bar{\Lambda}$ interaction[J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87(5):054034. DOI: [10.1103/PhysRevD.87.054034](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.054034).
- [211] CHANG Y W, et al. Observation of $B^0 \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}K^0$ and $B^0 \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}K^{*0}$ at Belle [J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 79:052006. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.052006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.052006).
- [212] 宋维民, 苑长征. 超级 J/ψ 工厂里的“子弹”——研究反中子、超子与核相互作用的新方法[J/OL]. 物理, 2022, 51(4):255-259. <https://wuli.iphy.ac.cn/cn/article/doi/10.7693/wl20220405>.
- [213] ABLIKIM M, et al. Measurement of the branching fraction for $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+ K^-$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2014, 89(11):112006. DOI: [10.1103/PhysRevD.89.112006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.112006).
- [214] ABLIKIM M, et al. Measurement of the branching fraction for $\psi(3686) \rightarrow \omega K_S^0 K_S^0$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 104(9):092003. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.092003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.092003).
- [215] ABLIKIM M, et al. Observation of $D^+ \rightarrow \eta\eta\pi^+$ and improved measurement of $D^{0(+)} \rightarrow \eta\pi^+\pi^{-(0)}$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 101(5):052009. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.052009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.052009).
- [216] ABLIKIM M, et al. Measurements of Absolute Branching Fractions of Fourteen Exclusive Hadronic D Decays to η [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 124(24):241803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.241803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.241803).
- [217] ABLIKIM M, et al. Observation of $D^{0(+)} \rightarrow K_S^0\pi^{0(+)}\eta'$ and improved measurement of $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\eta'$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98(9):092009. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.092009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.092009).
- [218] 严亮. 博士论文-BESIII 运动学拟合软件的研究和开发[D]. 北京: 中国科学院研究生院, 2009.
- [219] YAN L, et al. Lagrange multiplier method used in BESIII kinematic fitting

- [J/OL]. Chin. Phys. C, 2010, 34:204-209. DOI: [10.1088/1674-1137/34/2/009](https://doi.org/10.1088/1674-1137/34/2/009).
- [220] ABLIKIM M, et al. Study of $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c, h_c \rightarrow \gamma \eta_c$ via η_c exclusive decays[J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86:092009. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.092009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.092009).
- [221] ABLIKIM M, et al. Study of χ_{cJ} radiative decays into a vector meson[J/OL]. Phys. Rev. D, 2011, 83:112005. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.112005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.112005).
- [222] 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).
- [223] ABLIKIM M, et al. Study of the decay $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0 \phi$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2025, 111(5):052012. DOI: [10.1103/PhysRevD.111.052012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.052012).
- [224] BODWIN G T, BRAATEN E, LEPAGE G P. Rigorous QCD predictions for decays of P wave quarkonia[J/OL]. Phys. Rev. D, 1992, 46:R1914-R1918. DOI: [10.1103/PhysRevD.46.R1914](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.R1914).
- [225] HUANG H W, CHAO K T. QCD predictions for annihilation decays of P wave quarkonia to next-to-leading order in α_s [J/OL]. Phys. Rev. D, 1996, 54:6850-6854. DOI: [10.1103/PhysRevD.56.1821](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.1821).
- [226] PETRELLI A. Color octet NLO QCD corrections to hadronic χ_J decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 1996, 380:159-164. DOI: [10.1016/0370-2693\(96\)00459-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00459-5).
- [227] BOLZ J, KROLL P, SCHULER G A. Higher Fock states and power counting in exclusive P wave quarkonium decays[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 1998, 2: 705-719. DOI: [10.1007/s100520050174](https://doi.org/10.1007/s100520050174).
- [228] PING R G, ZOU B S, CHIANG H C. P-wave charmonium decays into baryon and antibaryon pairs in quark pair creation model[J/OL]. Eur. Phys. J. A, 2004, 23:129-133. DOI: [10.1140/epja/i2004-10069-9](https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10069-9).
- [229] WONG S M H. Color octet contribution in exclusive P wave charmonium decay into octet and decuplet baryons[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2000, 14:

- 643-671. DOI: [10.1007/s100520000376](https://doi.org/10.1007/s100520000376).
- [230] BAI J Z, et al. Observation of a near threshold enhancement in the p anti- p mass spectrum from radiative $J/\psi \rightarrow \gamma p \bar{p}$ decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2003, 91:022001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.022001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.022001).
- [231] ABLIKIM M, et al. Spin-Parity Analysis of $p\bar{p}$ Mass Threshold Structure in J/ψ and ψ' Radiative Decays[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2012, 108:112003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.112003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.112003).
- [232] MANLEY D M, et al. Properties of the $\Lambda(1670)(\frac{1}{2})^-$ resonance[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2002, 88:012002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.88.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.012002).
- [233] ABLIKIM M, et al. Measurements of $\psi' \rightarrow \bar{p}K^+\Sigma^0$ and $\chi_{cJ} \rightarrow \bar{p}K^+\Lambda$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87(1):012007. DOI: [10.1103/PhysRevD.87.012007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.012007).
- [234] ABLIKIM M, et al. Observation of the decays $\chi_{cJ} \rightarrow nK_S^0\bar{\Lambda} + c.c.$ [J/OL]. JHEP, 2021, 11:217. DOI: [10.1007/JHEP11\(2021\)217](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2021)217).
- [235] ABLIKIM M, et al. Observation of $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\eta$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(7):072004. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.072004).
- [236] XU M, et al. Decay vertex reconstruction and 3-dimensional lifetime determination at BESIII[J/OL]. Chin. Phys. C, 2009, 33:428-435. DOI: [10.1088/1674-1137/33/6/005](https://doi.org/10.1088/1674-1137/33/6/005).
- [237] PUNZI G. Sensitivity of searches for new signals and its optimization[J]. eConf, 2003, C030908:MODT002.
- [238] LUNDBERG J, CONRAD J, ROLKE W, et al. Limits, discovery and cut optimization for a Poisson process with uncertainty in background and signal efficiency: TRolke 2.0[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2010, 181: 683-686. DOI: [10.1016/j.cpc.2009.11.001](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.11.001).
- [239] ROLKE W A, LOPEZ A M, CONRAD J. Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2005, 551:493-503. DOI: [10.1016/j.nima.2005.05.068](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.068).
- [240] Trolke[EB/OL]. <https://root.cern.ch/root/html604/TRolke.html>.
- [241] 申悦名. 北京谱仪上 $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$ 过程的研究[D]. 新乡: 河南师范大学,

- 2023.
- [242] MITCHELL R E, et al. J/ψ and $\psi(2S)$ Radiative Decays to η_c [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2009, 102:011801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.102.011801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.011801).
- [243] ABLIKIM M, et al. Study of the decays $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \omega$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2024, 110(3):032022. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.032022](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.032022).
- [244] LI L K, et al. Search for CP violation and measurement of branching fractions and decay asymmetry parameters for $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda h^+$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0 h^+$ ($h = K, \pi$)[J/OL]. Sci. Bull., 2023, 68:583-592. DOI: [10.1016/j.scib.2023.02.017](https://doi.org/10.1016/j.scib.2023.02.017).
- [245] LI S X, et al. Measurements of branching fractions of $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \eta$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \eta'$ and asymmetry parameters of $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^0$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \eta$, and $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \eta'$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 107:032003. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.032003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.032003).
- [246] LI Y B, et al. Measurements of the branching fractions of the semileptonic decays $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \ell^+ \nu_\ell$ and the asymmetry parameter of $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2021, 127(12):121803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.121803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.121803).
- [247] JIA S, et al. Measurements of branching fractions and asymmetry parameters of $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda \bar{K}^{*0}$, $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^0 \bar{K}^{*0}$, and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^{*-}$ decays at Belle[J/OL]. JHEP, 2021, 06:160. DOI: [10.1007/JHEP06\(2021\)160](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2021)160).
- [248] ABLIKIM M, et al. Measurements of Weak Decay Asymmetries of $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$, $\Lambda \pi^+$, $\Sigma^+ \pi^0$, and $\Sigma^0 \pi^+$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 100(7):072004. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.072004).
- [249] ABLIKIM M, et al. Partial wave analysis of the charmed baryon hadronic decay $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^0$ [J/OL]. JHEP, 2022, 12:033. DOI: [10.1007/JHEP12\(2022\)033](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2022)033).
- [250] ZHONG H, XU F, WEN Q, et al. Weak decays of antitriplet charmed baryons from the perspective of flavor symmetry[J/OL]. JHEP, 2023, 02:235. DOI: [10.1007/JHEP02\(2023\)235](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2023)235).
- [251] XING Z P, HE X G, HUANG F, et al. Global analysis of measured and

- unmeasured hadronic two-body weak decays of antitriplet charmed baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2023, 108(5):053004. DOI: [10.1103/PhysRevD.108.053004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.053004).
- [252] GENG C Q, HE X G, JIN X N, et al. Complete determination of $SU(3)_F$ amplitudes and strong phase in $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 2024, 109(7):L071302. DOI: [10.1103/PhysRevD.109.L071302](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.L071302).
- [253] LI Y, et al. Measurements of the branching fractions of $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$, $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^0 K_S^0$, and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ decays at Belle [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(1):L011102. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.L011102](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.L011102).
- [254] KORNER J G, KRAMER M. Exclusive nonleptonic charm baryon decays [J/OL]. Z. Phys. C, 1992, 55:659-670. DOI: [10.1007/BF01561305](https://doi.org/10.1007/BF01561305).
- [255] IVANOV M A, KORNER J G, LYUBOVITSKIY V E, et al. Exclusive nonleptonic decays of bottom and charm baryons in a relativistic three quark model: Evaluation of nonfactorizing diagrams [J/OL]. Phys. Rev. D, 1998, 57:5632-5652. DOI: [10.1103/PhysRevD.57.5632](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.5632).
- [256] ZENCZYKOWSKI P. Nonleptonic charmed baryon decays: Symmetry properties of parity violating amplitudes [J/OL]. Phys. Rev. D, 1994, 50:5787-5792. DOI: [10.1103/PhysRevD.50.5787](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.5787).
- [257] CHENG H Y, TSENG B. Cabibbo allowed nonleptonic weak decays of charmed baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 1993, 48:4188-4202. DOI: [10.1103/PhysRevD.48.4188](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.4188).
- [258] SHARMA K K, VERMA R C. A Study of weak mesonic decays of Λ_c and Ξ_c baryons on the basis of HQET results [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 1999, 7:217-224. DOI: [10.1007/s100529801008](https://doi.org/10.1007/s100529801008).
- [259] ZOU J, XU F, MENG G, et al. Two-body hadronic weak decays of antitriplet charmed baryons [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 101(1):014011. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.014011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.014011).
- [260] GENG C Q, LIU C W, TSAI T H. Asymmetries of anti-triplet charmed baryon decays [J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 794:19-28. DOI: [10.1016/j.phys](https://doi.org/10.1016/j.phys)

- letb.2019.05.024.
- [261] ABLIKIM M, et al. Probing CP symmetry and weak phases with entangled double-strange baryons[J/OL]. Nature, 2022, 606(7912):64-69. DOI: [10.1038/s41586-022-04624-1](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04624-1).
 - [262] ABLIKIM M, et al. Precise Measurements of Decay Parameters and CP Asymmetry with Entangled $\Lambda - \bar{\Lambda}$ Pairs Pairs[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2022, 129(13):131801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.129.131801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.131801).
 - [263] BRODZICKA J, et al. Physics achievements from the Belle experiment [J/OL]. PTEP, 2012, 2012:04D001. DOI: [10.1093/ptep/pts072](https://doi.org/10.1093/ptep/pts072).
 - [264] Offline luminosity page[EB/OL]. <https://confluence.desy.de/display/BI/Offline+Luminosity+Page>.
 - [265] KUHR T, PULVERMACHER C, RITTER M, et al. The Belle II Core Software[J/OL]. Comput. Softw. Big Sci., 2019, 3(1):1. DOI: [10.1007/s41781-018-0017-9](https://doi.org/10.1007/s41781-018-0017-9).
 - [266] GELB M, et al. B2BII: Data Conversion from Belle to Belle II[J/OL]. Comput. Softw. Big Sci., 2018, 2(1):9. DOI: [10.1007/s41781-018-0016-x](https://doi.org/10.1007/s41781-018-0016-x).
 - [267] BARBERIO E, WAS Z. PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 1994, 79:291. DOI: [10.1016/0010-4655\(94\)90074-4](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90074-4).
 - [268] FEINDT M, KERZEL U. The NeuroBayes neural network package[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2006, 559:190-194. DOI: [10.1016/j.nima.2005.11.166](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.166).
 - [269] NAKANO H. Search for new physics by a time-dependent CP violation analysis of the decay $B^0 \rightarrow K_S^0 \eta \gamma$ using the Belle detector[D/OL]. Tohoku University, 2015. <http://hdl.handle.net/10097/58814>.
 - [270] NAKANO H, et al. Measurement of time-dependent CP asymmetries in $B^0 \rightarrow K_S^0 \eta \gamma$ decays[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 97(9):092003. DOI: [10.1103/PhysRevD.97.092003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.092003).
 - [271] CHEN K F, KUO T L, LEE Y J. A selection at Belle[EB/OL]. 2004.

- https://belle.kek.jp/secured/belle_note/gn684.
- [272] ADACHI I, et al. Measurements of the branching fractions of $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0 \pi^0$, $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0 \eta$, and $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0 \eta'$ and asymmetry parameter of $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0 \pi^0$ [J/OL]. JHEP, 2024, 10:045. DOI: [10.1007/JHEP10\(2024\)045](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2024)045).
- [273] ROOT::Math::IMultiGenFunction[EB/OL]. https://root.cern/doc/v618/combinedFit_8C.html.
- [274] BRUN R, RADEMAKERS F. ROOT: An object oriented data analysis framework[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1997, 389:81-86. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [275] ROOT::Math::GSLRandomEngine[EB/OL]. https://root.cern.ch/doc/master/classROOT_1_1Math_1_1GSLRandomEngine.html.
- [276] ZHU K. Data taking proposal after BEPCII-U[C/OL]//Collaboration Meeting in Winter 2024. Southeast University, Nanjing, China: Southeast University, 2024. https://indico.ihep.ac.cn/event/23307/attachments/85720/109793/BESIII_Charmonium_DataProposal.pdf.
- [277] TRABELSI K. Take home message for my Belle II collaborator[C/OL]//49th Belle II Group Meeting. KEK, Tsukuba, Japan: KEK, 2024. https://indico.belle2.org/event/13003/contributions/80808/attachments/30962/45799/outro_20241011.pdf.
- [278] GRADL W, et al. Spokespersons' summary[C/OL]//Collaboration Meeting in Winter 2024. Southeast University, Nanjing, China: Southeast University, 2024. <https://indico.ihep.ac.cn/event/23307/contributions/170930/attachments/85983/110218/besiii--closeout-winter-2024.pdf>.
- [279] POPOV I, WINDEL H, SIMON F. Claws for beam abort: Performance and prospects[M]//Belle II Germany Meeting. [S.l.: s.n.], 2022.
- [280] BACHER S, et al. Performance of the diamond-based beam-loss monitor system of Belle II[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2021, 997:165157. DOI: [10.1016/j.nima.2021.165157](https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165157).
- [281] CUI J, et al. Measurements of branching fractions and asymmetry param-

- eters of $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0 \pi^0$, $\Xi_c^0 \Xi^0 \eta$, and $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0 \eta'$ at Belle and Belle II[EB/OL]. 2024. https://docs.belle2.org/pub_data/documents/29/.
- [282] TANG S, et al. Measurements of branching fractions of $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \bar{K}^0$, $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 \pi^+$, and $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$ decays at Belle and Belle II[EB/OL]. 2024. https://docs.belle2.org/pub_data/documents/29/.
- [283] YUAN J, et al. Measurements of branching fractions $\Xi_c^+ \rightarrow p K_S^0$, $\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$, and $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^0 \pi^+$ decays at Belle and Belle II[EB/OL]. 2025. https://docs.belle2.org/pub_data/documents/43/.

附录 A h_c 衰变分支比测量的中间态研究

• 对 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 衰变的研究:

下面介绍的是对 $\pi^\pm\pi_H^0$, $\pi^+\pi^-$ 等不同子系统不变质量谱进行拟合的结果。第一类直方图显示了每个子系统的不变质量谱分布, 并对其相应中间态的信号产额通过拟合进行了确定, 如图 A.1 和 A.4 所示。第二类直方图展示了来自这些中间态信号区间或边带区间的事例在 $3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 的不变质量谱上的分布、以及对其中所含 h_c 事例的拟合结果, 如图 A.2、A.3、A.5 和 A.6 所示。

最终由上述拟合结果得到的各个中间态过程的产额数值如表格 A.1 所示。值得注意的是各个中间态过程关于 h_c 的信号事例总和超过了直接多体衰变 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0$ 的总产额, 这表明存在更加复杂的中间态过程, 例如 $h_c \rightarrow \rho^0\rho^0\pi^+\pi^-\pi^0$ 等, 它们具有更繁杂的中间态组合。

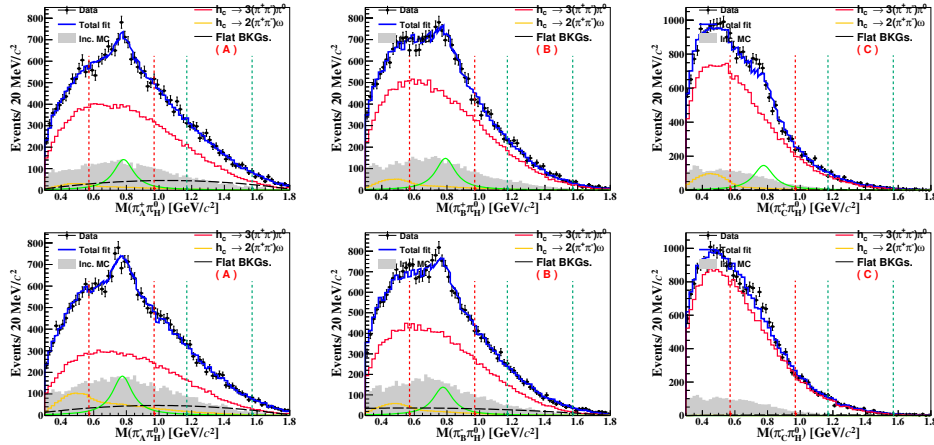


图 A.1 各种可能的 (上栏) $M(\pi^+\pi_H^0)$ 或者 (下栏) $M(\pi^-\pi_H^0)$ 组合的分布。其中 (A)、(B)、(C) 分别对应于不同的 $M(\pi^+\pi_H^0)$ 或 $M(\pi^-\pi_H^0)$ 组合。

• 对 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变的研究:

同样地, 接下来是对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变的不同子系统进行拟合的结果。如图 A.7 所示, 第一列直方图展示了每个子系统的不变质量谱分布,

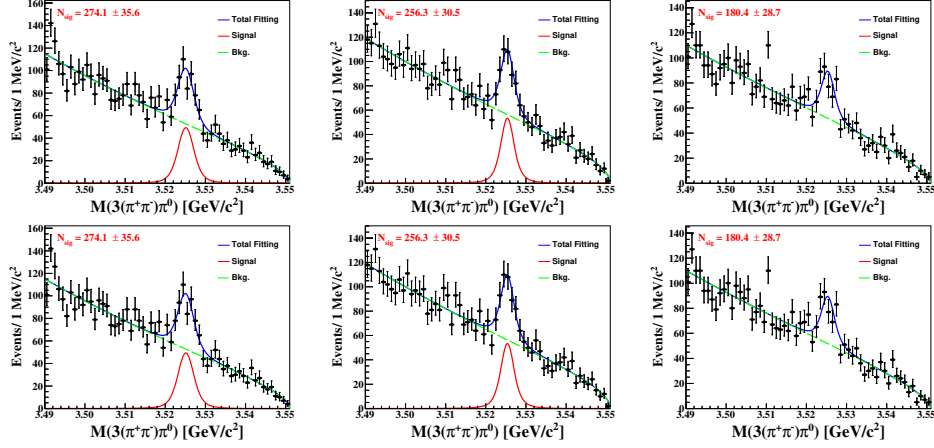


图 A.2 来自 $\rho^\pm$ 信号区的事例关于 $M(3(\pi^+\pi^-\pi^0))$ 的分布。其中每个图分别与图 A.1 上的顺序一一对应。

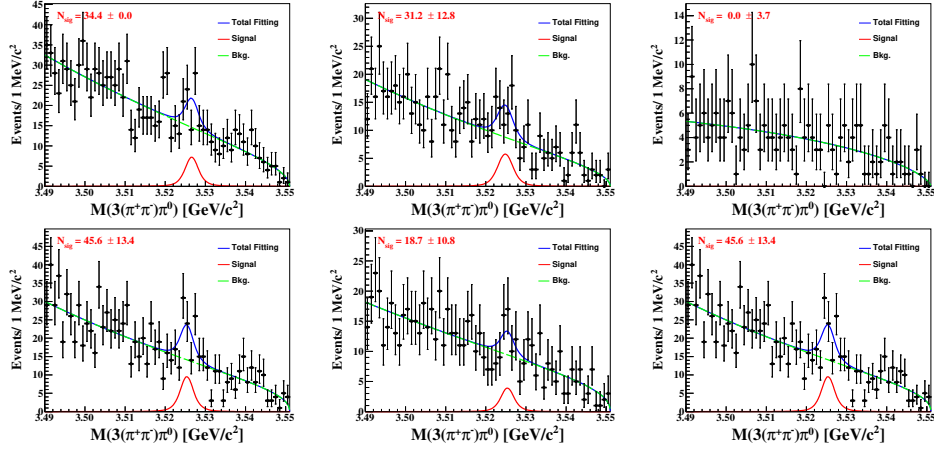


图 A.3 来自 $\rho^\pm$ 边带区的事例关于 $M(3(\pi^+\pi^-\pi^0))$ 的分布。其中每个图分别与图 A.1 上的顺序一一对应。

表 A.1 对于 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 衰变过程各个可能中间态过程的产额值。

潜在中间态过程	$N_{\text{net}}^{\text{obs}}$
$h_c \rightarrow \rho^0 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	318.0
$h_c \rightarrow \rho^+ 2(\pi^+\pi^-)\pi^-$	443.0
$h_c \rightarrow \rho^- 2(\pi^+\pi^-)\pi^+$	262.2
$h_c \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$	236.9

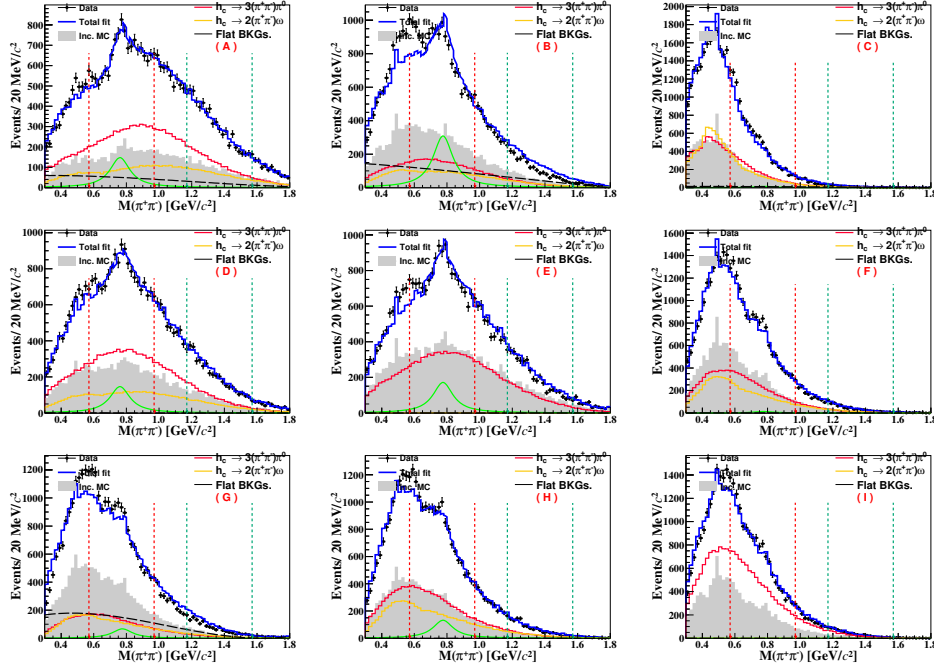


图 A.4 数据中关于 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的分布。它们分别对应于以下不变质量谱分布：(A) $\pi_A^+\pi_A^-$, (B) $\pi_A^+\pi_B^-$, (C) $\pi_A^+\pi_C^-$, (D) $\pi_B^+\pi_A^-$, (E) $\pi_B^+\pi_B^-$, (F) $\pi_B^+\pi_C^-$, (G) $\pi_C^+\pi_A^-$, (H) $\pi_C^+\pi_B^-$, 以及 (I) $\pi_C^+\pi_C^-$ 。

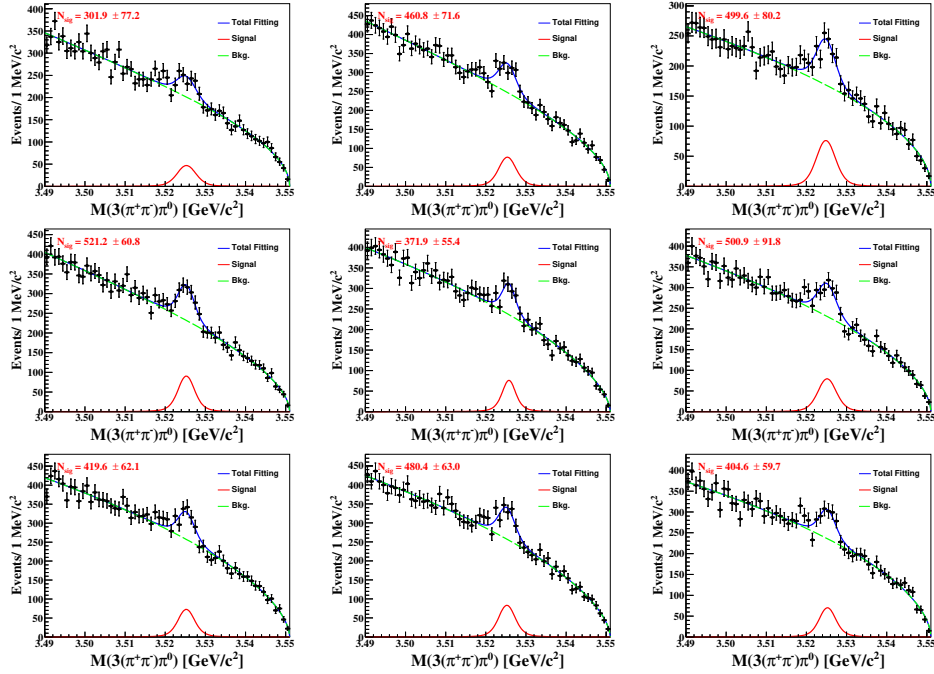


图 A.5 来自 ρ^0 信号区的事例关于 $M(3(\pi^+\pi^-)\pi_H^0)$ 的分布。其中每个图分别与图 A.3 上的顺序一一对应。

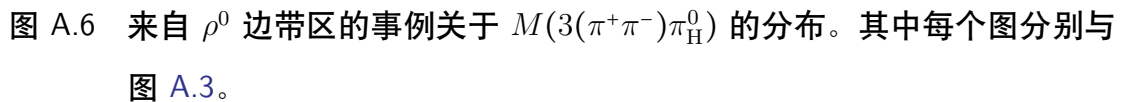


表 A.2 对于 $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$ 衰变过程各个可能中间态过程的产额值。

212

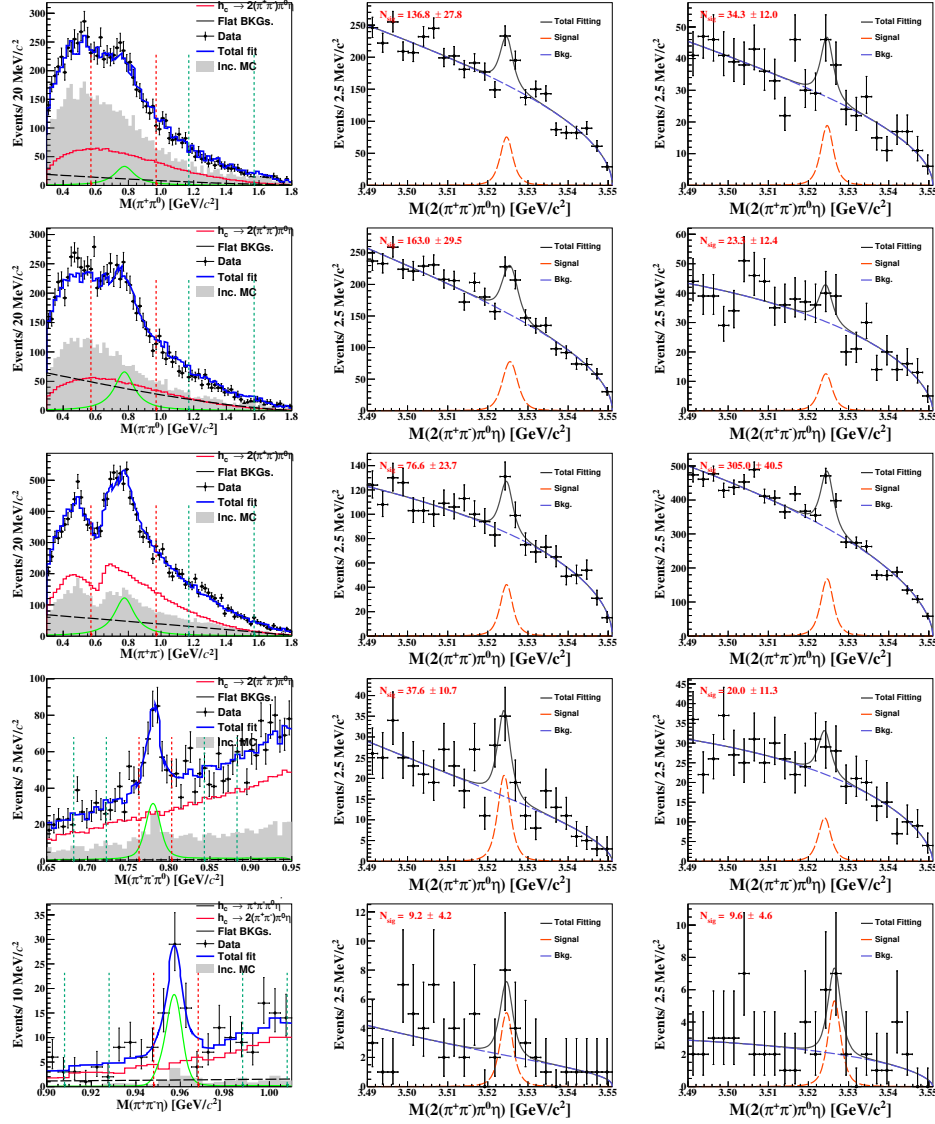


图 A.7 (第一列) 各种子系统组合的不变质量谱分布。数据和 MC 样本在 $M(2(\pi^+\pi^-\pi^0\eta))$ 上的分布, 其中误差棒代表来自 (第二列) 信号区间或 (第三列) 边带区间的 ρ^+ (或 ρ^- 、 ρ^0 、 ω 、 η') 的事例。

附录 B h_c 衰变分支比测量的峰状本底研究

• 对于 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c$ 类型本底以及部分 $h_c \rightarrow \text{hadrons}$ 本底的研究

已知数据样本包含了超过 100 万的 $h_c \rightarrow \gamma\eta_c$ 过程的事例，因此需要仔细评估并压低来自这类峰状本底的潜在影响。在对单举 MC 样本的拓扑分析中，未观察到显著的该类本底事例，但仍需进一步验证。这是因为单举 MC 样本产生时使用的衰变卡片中，许多 η_c 衰变模式的分支比已过时。为此，本研究对所有已知 η_c 衰变模式的本底贡献进行了系统检查。此外，还对诸如 $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$ 等与信号道具有相似末态的本底过程进行了分析，为此分别产生了 50 万事例的 MC 样本。由于所有本底道的探测效率通常小于或等于 10^{-3} 水平，且大多数 η_c 衰变模式的分支比低于 1%，其本底贡献远小于 1。因此，与信号道相比，大多数潜在峰状本底过程的贡献可以忽略不计。最终，仅有少数过程的本底贡献值得关注，这些贡献已在表 B.1 中总结。在信号产额抽取过程中，将根据这些预期值考虑其贡献（详见 3.6.4 和 3.7.4 小节）。上述计算所引用分支比的结果如表 B.2 所示。

表 B.1 η_c 峰状本底贡献总结表（仅列出了归一值较大的过程）。表中“○”标记的本底过程因其贡献小于信号道产额的 1% 而被忽略。表中的误差来自于归一化过程中的相关分支比误差的总和。

信号过程 ($h_c \rightarrow X$)	潜在本底过程	$\epsilon_{\text{pollution}}$	预期事例数
$3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	○ $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$< 2 \times 10^{-6}$	< 0.04
	○ $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$	2.33×10^{-4}	4.7 ± 1.1
$2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$	• $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-\pi^0)$	2.00×10^{-4}	35.4 ± 5.4
	• $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$	1.98×10^{-4}	3.9 ± 1.4
	○ $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\pi^0\pi^0$	$< 2.00 \times 10^{-6}$	< 0.02
	○ $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$	$< 2.00 \times 10^{-6}$	< 0.02
	• $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow \pi^+\pi^-\eta', \eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	3.21×10^{-3}	20.0 ± 2.9
$2(\pi^+\pi^-)\eta$	• $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	1.02×10^{-4}	< 1.1
	○ $h_c \rightarrow \gamma\eta_c, \eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$	$< 1 \times 10^{-6}$	< 0.05

表 B.2 对于 $h_c \rightarrow \gamma \eta_c$ 及 $h_c \rightarrow \text{hadrons}$ 等峰状本底归一过程中所使用的分支比结论。

衰变模式	分支比	相对误差 (%)
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$	$[7.32 \pm 0.34] \times 10^{-4}$ [168]	4.6
$h_c \rightarrow \gamma \eta_c$	$[57.7 \pm 0.6]\%$ [168]	1.0
$h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	$\sim 1 \times 10^{-2}$	-
$h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-)$	$\sim 1 \times 10^{-2}$	-
$h_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-) \pi^0 \pi^0$	$\sim 1 \times 10^{-2}$	-
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta'_{\prime}$	$[1.87 \pm 0.26]\%$ [5]	13.9
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \eta'_{\prime}$	$[1.61 \pm 0.25]\%$ [5]	15.5
$\eta_c \rightarrow \rho^0 \rho^0$	$[1.5 \pm 0.4]\%$ [5]	26.7
$\eta_c \rightarrow K^*(892)^0 K^- \pi^+ + c.c.$	$[1.5 \pm 0.5]\%$ [5]	30.0
$\eta_c \rightarrow K^*(892)^0 \bar{K}^*(892)^0$	$[6.3 \pm 1.2]\%$ [5]	19.0
$\eta_c \rightarrow K^*(892)^0 \bar{K}^*(892)^0 \pi^+ \pi^-$	$[1.1 \pm 0.5]\%$ [5]	45.5
$\eta_c \rightarrow \phi K^+ K^-$	$[2.9 \pm 1.4]\%$ [5]	48.3
$\eta_c \rightarrow \phi \phi$	$[1.58 \pm 0.19]\%$ [5]	12.0
$\eta_c \rightarrow \phi 2(\pi^+ \pi^-)$	$< 4 \times 10^{-3}$ [5]	-
$\eta_c \rightarrow K^*(892) \bar{K} + c.c.$	$< 1.28\%$ [5]	-
$\eta_c \rightarrow \omega \omega$	$[2.1 \pm 0.5] \times 10^{-3}$ [5]	23.8
$\eta_c \rightarrow f_2(1270) f_2(1270)$	$[9.7 \pm 2.5] \times 10^{-3}$ [5]	25.8
$\eta_c \rightarrow f_2(1270) f'_2(1525)$	$[9.1 \pm 3.0] \times 10^{-3}$ [5]	33.0
$\eta_c \rightarrow K \bar{K} \pi$	$[7.0 \pm 0.4]\%$ [5]	5.7
$\eta_c \rightarrow K \bar{K} \eta$	$[1.32 \pm 0.15]\%$ [5]	11.4
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$	$[1.7 \pm 0.5]\%$ [5]	29.4
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$[6.5 \pm 1.0] \times 10^{-3}$ [5]	15.4
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$[3.4 \pm 0.5] \times 10^{-3}$ [5]	14.7
$\eta_c \rightarrow K^0 K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ + c.c.$	$[5.7 \pm 1.6] \times 10^{-3}$ [5]	28.1
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- 2(\pi^+ \pi^-)$	$[7.6 \pm 2.4] \times 10^{-3}$ [5]	31.6
$\eta_c \rightarrow 2(K^+ K^-)$	$[1.38 \pm 0.29] \times 10^{-3}$ [5]	21.0
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$< 5 \times 10^{-4}$ [5]	-
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	$[4.8 \pm 1.1]\%$ [5]	22.9
$\eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-)$	$[8.7 \pm 1.1] \times 10^{-3}$ [5]	12.6
$\eta_c \rightarrow p \bar{p}$	$[1.35 \pm 0.13] \times 10^{-3}$ [5]	12.6
$\eta_c \rightarrow p \bar{p} \pi^0$	$[3.6 \pm 1.4] \times 10^{-3}$ [5]	38.9
$\eta_c \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$	$[1.02 \pm 0.23] \times 10^{-3}$ [5]	22.5
$\eta_c \rightarrow K^+ \bar{p} \Lambda + c.c.$	$[2.5 \pm 0.4] \times 10^{-3}$ [5]	16.0
$\eta_c \rightarrow \bar{\Lambda}(1520) \Lambda + c.c.$	$[3.1 \pm 1.3] \times 10^{-3}$ [5]	41.9
$\eta_c \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$	$[2.1 \pm 0.6] \times 10^{-3}$ [5]	28.6
$\eta_c \rightarrow \Xi^+ \bar{\Xi}^-$	$[9.0 \pm 2.6] \times 10^{-3}$ [5]	28.9
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- p \bar{p}$	$[5.5 \pm 1.9] \times 10^{-3}$ [5]	34.5
$\eta_c \rightarrow 3(\pi^+ \pi^-)$	$[1.8 \pm 0.4]\%$ [5]	22.2
$\eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	$[15.8 \pm 2.3]\%$ [5]	14.6
$\eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$	$\sim 1 \times 10^{-2}$	-
$\eta_c \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-) \eta$	$[4.4 \pm 1.6] \times 10^{-2}$ [5]	36.4
$\eta'_{\prime} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	$[29.5 \pm 0.4]\%$ [5]	1.4

• 对 χ_{c2} 本底的研究

如图 3.8 所示, 单举 MC 样本在 $[3.51, 3.52] \text{ GeV}/c^2$ 区域内表现出显著的峰状贡献, 但真实数据中并未观察到类似现象。通过对 $[3.51, 3.52] \text{ GeV}/c^2$ 区间内的单举 MC 事例进行拓扑分析, 发现该峰状本底主要来源于本底道 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程。然而, 由于该本底道的分支比尚未被测量, 因此在单举 MC 样本的生成过程中, 该本底道的贡献可能是随机产生的。

为了评估该本底的影响, 在拟合过程中将其本底贡献纳入考虑, 并重新拟合 h_c 信号产额以估计其潜在影响。其中, $\chi_{c2} \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程的分支比被保守估计为 1×10^{-2} , 其探测效率为 1.25×10^{-4} 。基于这些参数, 计算得到数据中该过程的事例数为 20.5, 因此在拟合中将其事例数固定为该值。最终拟合得到相应信号产额为 237 ± 51 , 与标准结论完全一致, 如图 B.1 所示。结果表明, 该本底贡献的考虑与否对 h_c 产额的影响非常小。综上所述, 该本底道的影响可以忽略不计。

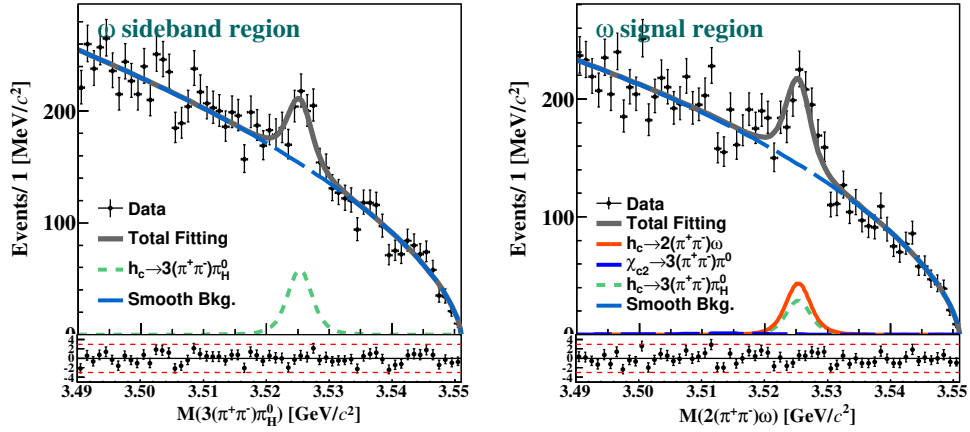


图 B.1 对于 $2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程、考虑来自 $\chi_{c2} \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$ 过程本底贡献后的联合拟合结果。

附录 C h_c 衰变分支比测量的 ω 质量窗系统误差研究

下面将介绍的是通过控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+ K^-$ 研究来自 ω 质量窗的系统误差。

首先是对于事例选择条件的确定。考虑到衰变末态是 $\pi^0 \pi^+ \pi^- K^+ K^-$ ，遂要求至少有四条好带电轨迹。并通过 PID 选择出 K^+ 、 K^- 、 π^+ 和 π^- 。候选光子的数量要求不少于两个。为了从候选光子中重建 π^0 信号，对每一对光子组合执行 1C 运动学拟合，将不变质量约束到 π^0 的标准质量。然后，对于挑选出的候选带电轨迹和光子施加 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+ K^-$ 衰变假设的 5C 运动学拟合。此外，运动学拟合的 χ_{5C}^2 被要求小于 30，如图 C.1 (左图) 所示。

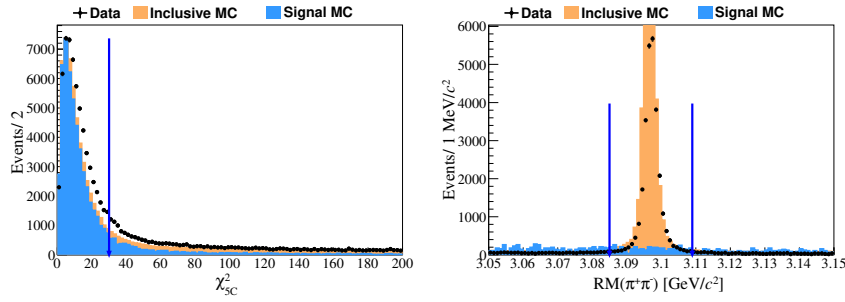


图 C.1 数据和 MC 样本中关于 $RM(\pi^+ \pi^-)$ 或 χ_{5C}^2 的分布。

为了压低来自 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^0$ 过程的本底，要求 $|RM(\pi^+ \pi^-) - m_{J/\psi}| > 12 \text{ MeV}/c^2$ ，如图 C.1 (右图) 所示。此外为了压低 K^{*0} 相关的本底，还要求 $K^+ \pi^0$ 、 $K^- \pi^0$ 、 $K^+ \pi^-$ 和 $K^- \pi^+$ 的不变质量谱不包含 K^* 质量区间内的事例，即 $|M(K^+ \pi^0) - m_{K^{*0}}| > 42 \text{ MeV}/c^2$ ， $|M(K^- \pi^0) - m_{K^{*0}}| > 45 \text{ MeV}/c^2$ ， $|M(K^+ \pi^-) - m_{K^{*0}}| > 45 \text{ MeV}/c^2$ ，以及 $|M(K^- \pi^+) - m_{K^{*0}}| > 45 \text{ MeV}/c^2$ ，如图 C.2 所示。

施加完上述选择条件后数据和 MC 样本分布如图 C.3 所示，可以看到非常显著的 ω 信号。表 C.1 列出的单举 MC 样本拓扑分析结果表明：剩余事例中信号纯度超过 95%，证实选择条件可有效抑制组合本底。

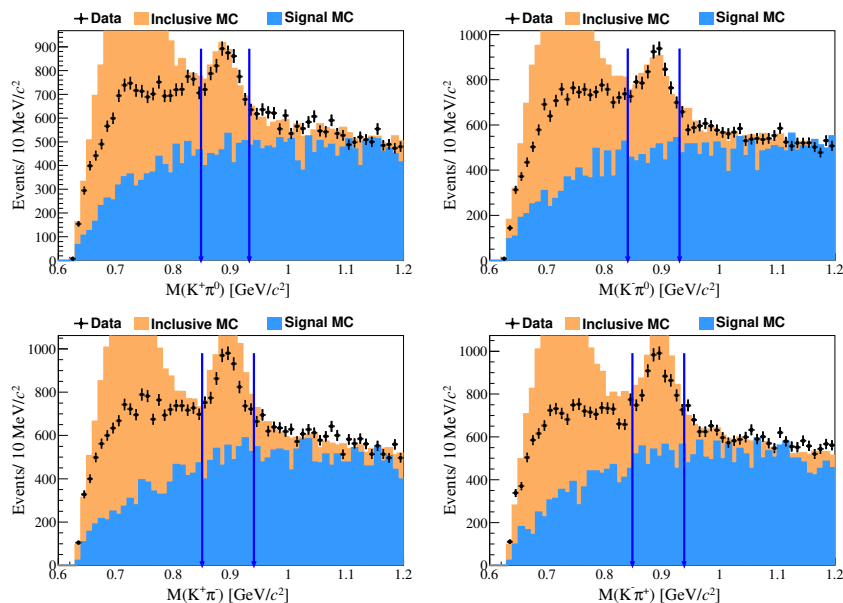


图 C.2 数据和 MC 样本中关于 $M(K^+\pi^0)$ 、 $M(K^-\pi^0)$ 、 $M(K^+\pi^-)$ 、以及 $M(K^-\pi^+)$ 的分布。

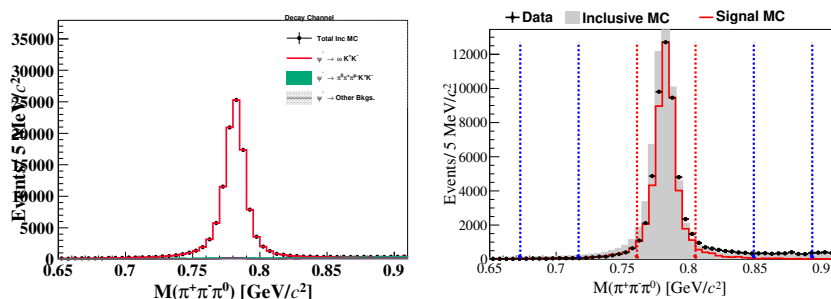


图 C.3 施加全部选择条件后数据和 MC 样本关于 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的分布。其中误差棒分别代表 (左) 单举 MC。(右) 数据。

表 C.1 对于单举 MC 事例的拓扑分析结果。

序号	衰变链	衰变末态	事例数
1	$\psi' \rightarrow \omega K^+ K^-$	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- K^+ K^-$	107527
2	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- K^+ K^-$	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- K^+ K^-$	5049

对于 M_ω 质量窗区间对应的效率 $\varepsilon_{M(\omega)}$ 定义如下：

$$\varepsilon_{M(\omega)} = \frac{N_\omega^{\text{obs}}}{N_\omega^{\text{total}} (\text{in fitting range})} \quad (\text{C.1})$$

其中 N_ω^{obs} 是通过拟合 $M(\pi^+\pi^-\pi_H^0)$ 观测到的 ω 质量窗区间内的 ω 信号事例数，如图 C.4 所示。于是分别对于施加了全部事例选择条件的数据和单举 MC 样本关于 $M(\pi^+\pi^-\pi_H^0)$ 的分布进行拟合，其最终关于 ω 质量窗区间内的效率如表 C.2 所示。则系统误差通过下式计算为：

$$\Delta(\varepsilon) = \left(1 - \frac{\varepsilon_{M(\omega)}^{\text{data}}}{\varepsilon_{M(\omega)}^{\text{MC}}}\right) \times 100\% = 1.2(\text{or } 1.1, 0.8)\% \quad (\text{C.2})$$

其中出现不同的误差值是因为它们对应不同的 ω 质量窗区间。

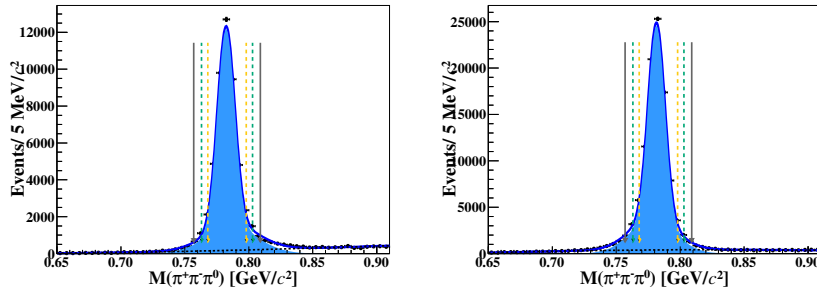


图 C.4 对于数据和单举 MC 样本关于 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不变质量谱分布的拟合结果。

表 C.2 通过控制样本 $\psi(3686) \rightarrow \omega K^+ K^-$ 确定的关于 ω 质量窗的效率结果。

ω 质量窗区间 (MeV/ c^2)	数值	数据 (fit)	单举 MC(fit)
± 26	N_ω	47898.4	95488.5
	N_ω (质量窗内)	50897.3	100239.0
	效率 ($\varepsilon\%$)	94.10	95.26
	$\Delta(\varepsilon)\%$	1.2	
± 20	N_ω	46022.6	91630.4
	N_ω (质量窗内)	50897.3	100239.0
	效率 ($\varepsilon\%$)	90.42	91.41
	$\Delta\%$	1.1	
± 15	N_ω	43232.5	85791.6
	N_ω (质量窗内)	50897.3	100239.0
	效率 ($\varepsilon\%$)	84.94	85.59
	$\Delta\%$	0.8	

附录 D $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V$ 过程的 Σ 质量窗系统误差研究

下面将介绍的是通过控制样本 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 研究来自 $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^-)$ 质量窗的系统误差。为了便于区分，下文中会分别使用“ ω -mode”和“ ϕ -mode”代指 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \omega$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \phi$ 两种衰变模式。

首先是对于事例选择条件的确定。考虑到衰变末态是 $p\bar{p}\pi^0\pi^0$ ，遂要求至少要有两条好带电轨迹。并通过 PID 选择出 p 和 $\bar{p}$ 。候选光子的数量要求不少于四个。为了从候选光子中重建 π^0 信号，对每一对光子组合执行 1C 运动学拟合，将不变质量约束到 π^0 的标准质量。然后，对于挑选出的候选带电轨迹和光子施加 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^0\pi^0$ 衰变假设的 6C 运动学拟合。通过最小化 $\Delta_{\min}$ 在不同组合中选择出 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 信号，其中 $\Delta_{\min}$ 定义为 $\Delta_{\min} = \sqrt{(M_{p\pi^0} - m_{\Sigma^+})^2 + (M_{\bar{p}\pi^0} - m_{\bar{\Sigma}^-})^2}$ 。经过上述事例选择后，数据和 MC 样本关于 $M(p\pi^0)$ 与 $M(\bar{p}\pi^0)$ 比较的二维散点图如图 D.1 所示。其中 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的信号区间范围与信号道一致。

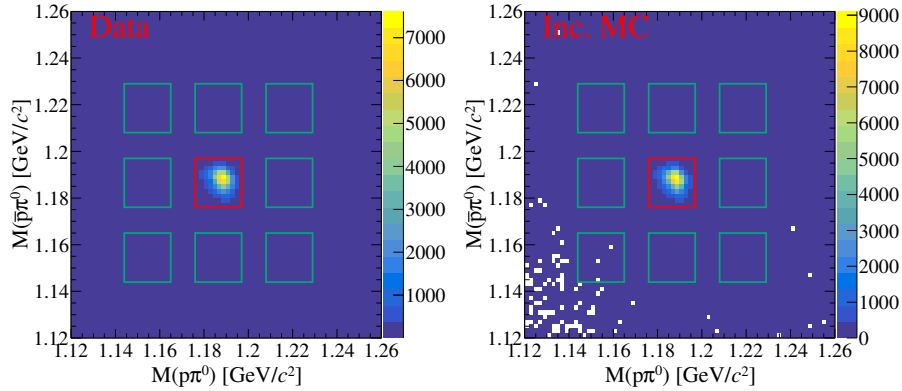


图 D.1 数据和 MC 样本中关于 $M(p\pi^0)$ 与 $M(\bar{p}\pi^0)$ 比较的二维散点图分布。

对于 $M(\Sigma^+)$ 质量窗区间对应的效率 ($\varepsilon_{M(\Sigma^+)}$) 定义如下：

$$\varepsilon_{M(\Sigma^+)} = \frac{N_{\bar{\Sigma}^-}^{\text{obs}}(\text{with } M(\Sigma^+) \text{ mass window})}{N_{\bar{\Sigma}^-}^{\text{total}}(\text{in fitting range})} \quad (\text{D.1})$$

其中 $N_{\Sigma^-}^{obs}$ 是数据或 MC 样本中来自 Σ^+ 质量窗内的事例在 $\bar{p}\pi^0$ 不变质量谱上观测到的 $\bar{\Sigma}^-$ 的信号事例数。相关拟合结果如图 D.2 和 D.3 所示。最终关于 Σ^+ 质量窗对应的选择效率如表 D.1 所示。则系统误差通过下式计算：

$$\sigma_{M(\Sigma^+)}^{uncertainty} = \left(1 - \frac{\epsilon_{M(\Sigma^+)}^{data}}{\epsilon_{M(\Sigma^+)}^{MC}} \right) \times 100\% = 0.1(\text{or } 0.3 \text{ for } \phi \text{ mode}) \quad (\text{D.2})$$

其中出现不同的误差值是因为它们对应不同的 Σ^+ 质量窗区间。类似的，对于 $\bar{\Sigma}^-$ 质量窗对应的系统误差也是基于同样的方法得到。于是两个信号道过程来自于 $\bar{\Sigma}^-$ 质量窗的系统误差分别为 (ω -mode) 0 和 (ϕ -mode) 0.7%。

假设来自于 Σ 和 $\bar{\Sigma}^-$ 质量窗的系统误差是独立的，于是通过平方和开根号即可得到总的来自 Σ 质量窗的系统误差，即分别为 (ω -mode) 0.1% 和 (ϕ -mode) 0.8%。

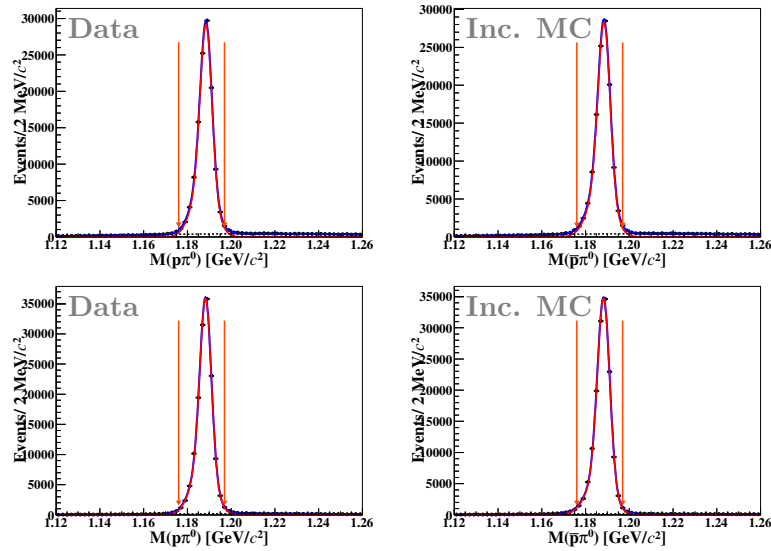


图 D.2 (左列) 数据和 MC 样本中来自 $\bar{\Sigma}^-$ 质量窗内事例在 $M(p\pi^0)$ 上的分布及拟合结果。(右列) 数据和 MC 样本中来自 Σ^+ 质量窗内事例在 $M(\bar{p}\pi^0)$ 上的分布及拟合结果。红色箭头代表相应的 Σ 质量窗区间。

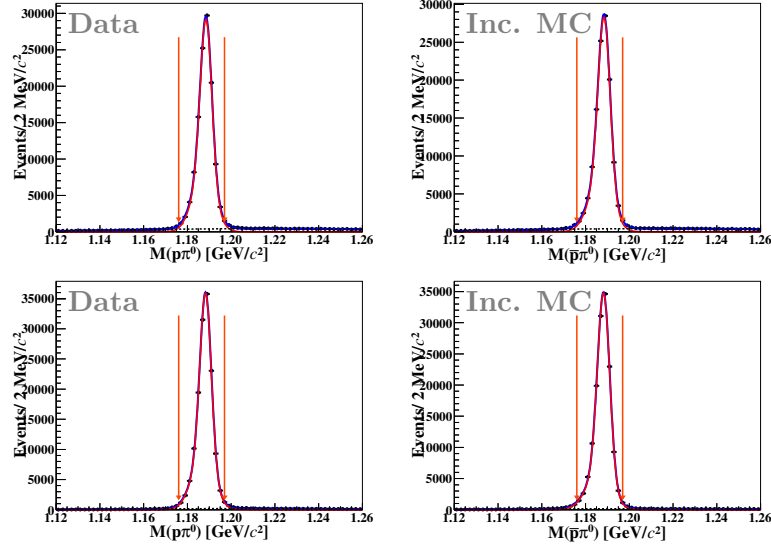


图 D.3 (左列) 数据和 MC 样本中来自 Σ^+ 质量窗内事例在 $M(\bar{p}\pi^0)$ 上的分布及拟合结果。(右列) 数据和 MC 样本中来自 $\bar{\Sigma}^-$ 质量窗内事例在 $M(p\pi^0)$ 上的分布及拟合结果。红色箭头代表相应的 Σ 质量窗区间。

表 D.1 对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- V (V = \omega, \phi)$ 衰变模式关于 $\Sigma^+ (\bar{\Sigma}^-)$ 质量窗的选择效率。

ω -mode	$N_{p\pi^0}^{\text{obs}}$		$N_{\bar{p}\pi^0}^{\text{obs}}$	
	Data(fit)	Inc. MC(fit)	Data(fit)	Inc. MC(fit)
$N_{\text{fitting range}}^{\text{total}}$	117894	141739	118133	142433
Σ 质量窗内	116232	139825	116191	139955
Efficiency(ε)	98.59%	98.65%	98.36%	98.26%
$\Delta\%$	0.1		0	
ϕ -mode	$N_{p\pi^0}^{\text{obs}}$		$N_{p\pi^0}^{\text{obs}}$	
	Data(fit)	Inc. MC(fit)	Data(fit)	Inc. MC(fit)
$N_{\text{fitting range}}^{\text{total}}$	117894	141739	118133	142433
Σ 质量窗内	117144	140730	117054	140719
Efficiency($\varepsilon\%$)	99.36	99.29	99.09	98.80
$\Delta\%$	0.3		0.7	

附录 E 粲重子 MC 模拟中 x_p 修正问题的研究

长期以来, 在 Belle (II) 实验中, 粲重子衰变的 MC 模拟的归一动量 x_p 分布与真实数据之间存在显著差异。这一问题在 Belle II 合作组的多个粲物理分析中均有体现。例如, 在 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^0(\pi^0, \eta, \eta')$ ^[281]、 $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0\pi^+, \Sigma^+K_S^0, \Xi^0K^+$ ^[282] 以及 $\Xi_c^+ \rightarrow pK_S^0, \Lambda\pi^+, \Sigma^0\pi^+$ ^[283] 等衰变过程的分析中, 均观察到类似的差异。

信号模拟中 x_p 的问题在 Belle II 实验中比在 Belle 实验中更为显著。¹此前在粲物理会议上的报告采用函数 $f(x_p) = P_4(C_1 = 0) \exp(P_2)$ 来对 x_p 分布的形状进行参数化。该函数包含六个参数 (其中有两个是冗余参数²), 并且该函数并不总是满足 $f(x_p = 0) = 0$ 和 $f(x_p = 1) = 0$ 。这对最终的 x_p 抽样的使用没有影响, 但并非专业的参数化方式。在本分析中, 基于经验公式 (式 E.1) 给出一种更好的参数化方法, 若前者效果不佳, 则采用式 E.2 对应的另一种方法。

$$\text{PDF}(x_p) = \frac{1}{A} x_p (1 - x_p) \cdot e^{\alpha(1-x_p) + \beta(1-x_p)^2} \quad (\text{E.1})$$

$$\text{PDF}(x_p) = \frac{1}{A} (1 - x_p)^\alpha x_p^\beta \quad (\text{E.2})$$

其中 α 和 β 是待确定的参数, A 是归一化因子。

在此, 基于 Belle 和 Belle II 上采集的 1.4 ab^{-1} 积分亮度的数据样本, 通过控制样本 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 的研究, 得到了用于粲重子衰变信号 MC 模拟中关于 x_p 抽样修正的代码、并且该代码可轻松应用于粲重子 Ξ_c^0 的分析。³(抽样代码与信号蒙特卡罗样本大小和数据集大小无关) 具体细节见下面的介绍。

首先在 Belle II 的数据样本中, 对 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$ 衰变过程按照 x_p 区间 (从 0.45 到 1.0, 步长为 0.05) 去拟合 $M(\Xi_c^0)$, 以确定每个区间内的信号产额, 如

¹如果对 x_p 采用相同的截断条件, 由于信号模式和参考模式之间会相互抵消, 这个 x_p 问题对相对分支比的影响应该较小。

²可以把该函数改写为 $f(x) = (c_0 + c_2x^2 + c_3x^3 + c_4x^4) \cdot e^{p_0 + p_1x + p_2x^2} = c_0e^{p_0} \cdot (1 + c'_2x^2 + c'_3x^3 + c'_4x^4) \cdot e^{p_1x + p_2x^2}$, 其中 $c'_i = c_i/c_0$ ($i = 2, 3, 4$)。可以发现, 参数 c_0 和 p_0 是冗余参数, 可以被吸收到该函数的归一化因子中。

³请注意, 本研究目标并非撰写任何物理报告, 而是对合作组内关于信号 MC 样本的校正提供帮助, 使其更接近真实数据, 尤其是针对 Belle II 的情况。因此, 未进行该研究的系统误差研究。

图 E.1 所示。其中事件选择条件、以及拟合时使用的信号和本底成分的描述方法如前面章节 6.4 所述。同时，基于信号 MC 样本确定了依赖于 x_p 的效率曲线，如图 E.1 (最后一幅图) 所示。

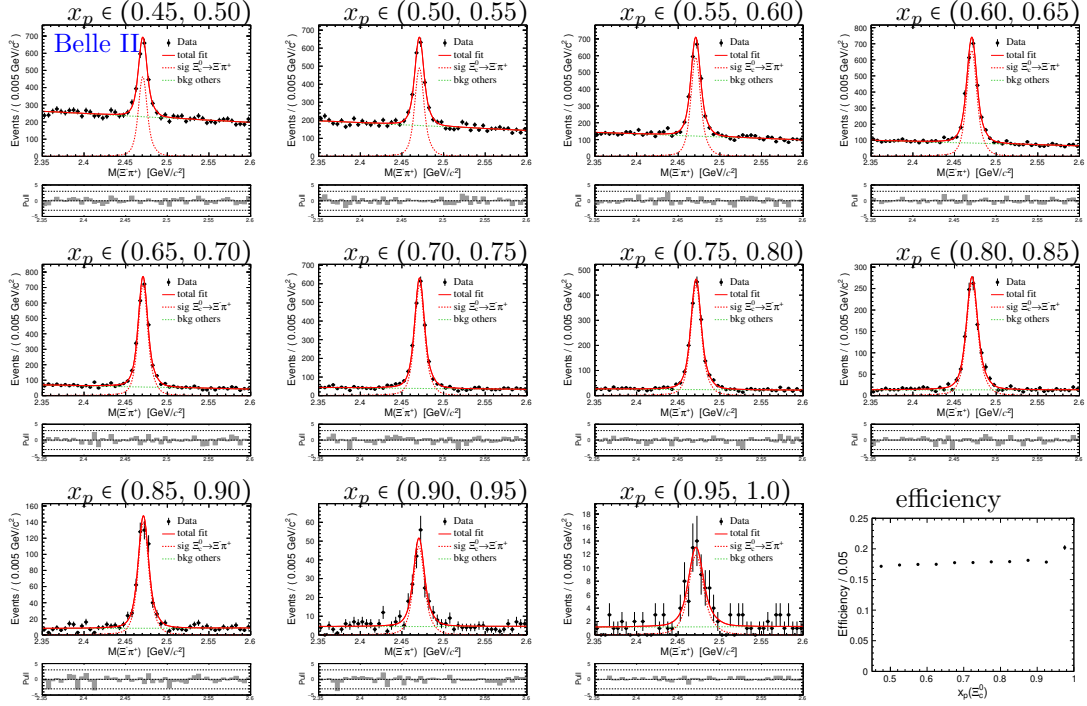


图 E.1 Belle II 实验的数据中 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程在各 x_p 区间内的 $M(\Xi_c^0)$ 拟合结果，以及效率随 x_p 的变化。

随后，再得到数据中的 x_p 分布 (即 N_{fit} 除以每个上述 x_p 区间的效率) 后，通过式 E.1 中的概率密度函数 (PDF) 对该 x_p 分布进行参数化。另一方面，对于 Belle 实验则使用不同的 PDF (式 E.2) 去参数化。由此得到的关于数据的拟合结果如图 E.3 (第一列) 所示，其各个参数值分别为：(Belle II) $A = 0.5153$, $\alpha = 11.99 \pm 0.15$, $\beta = -18.28 \pm 0.23$; (Belle) $A = 0.001675$, $\alpha = 2.868 \pm 0.017$, $\beta = 5.308 \pm 0.038$ 。

为了得到信号 MC 中产生子级别 x_p 分布的参数化表达式，分别使用 (对于 Belle II) 式 E.1 和 (对于 Belle) 式 E.2 对于产生子级别的 x_p 分布进行拟合，拟合结果如图 E.3 (第二列) 所示。由此参数化后得到各个参数值为：(Belle II) $A = 0.08533$, $\alpha = 1.994 \pm 0.027$, $\beta = -6.220 \pm 0.044$; (Belle) $A = 0.002945$, $\alpha = 2.6769 \pm 0.0057$, $\beta = 4.516 \pm 0.013$ 。

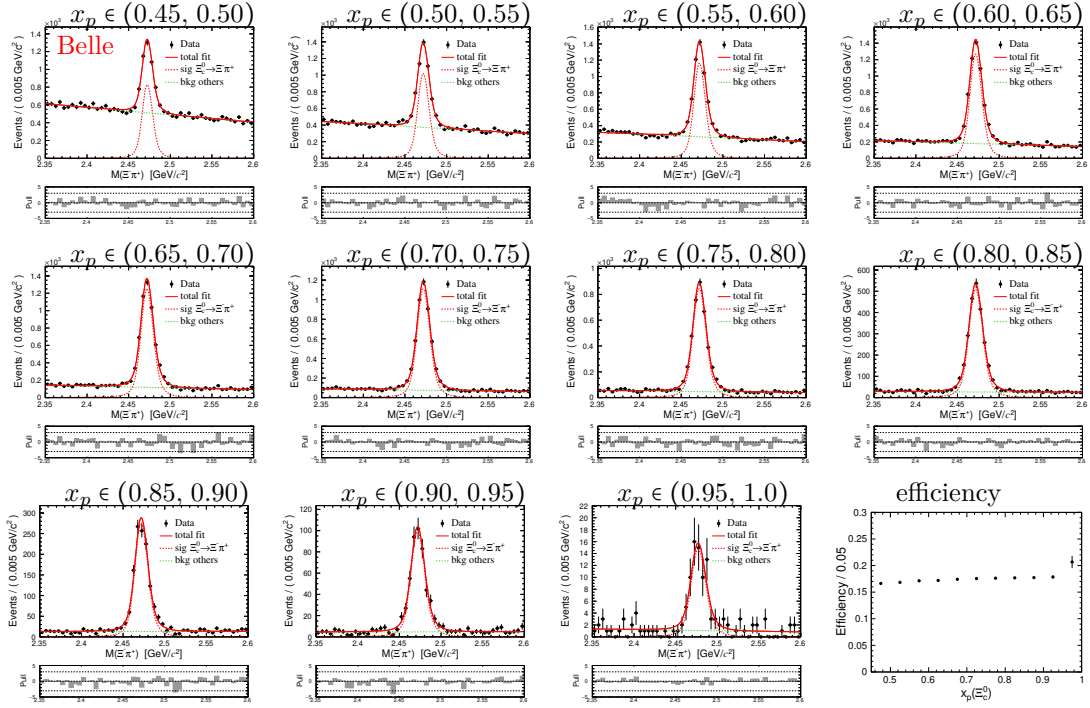


图 E.2 Belle 实验的数据中 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程在各 x_p 区间内的 $M(\Xi_c^0)$ 拟合结果，以及效率随 x_p 的变化。

随后通过舍选抽样的原理对 MC 中产生子级别事例的 x_p 的分布进行抽样：

$$\text{random}(0, 1) \cdot \text{PDF}_{\text{gen}} < C \cdot \text{PDF}_{\text{prod}} \quad (\text{E.3})$$

其中， PDF_{gen} 和 PDF_{prod} 分别代表前面介绍的产生子级别的 MC 模拟和数据 (N_{fit}/ϵ) 的 PDF。通过比较它们的 PDF 分布，找到一个可接受的 C -因子，使得仅保留红色虚线直方图中来自红色实线直方图对应区域的事例，从而实现修正 MC 样本到真实数据相应分布的目标。其中 C 因子应尽可能大 (即抽样保留事例比率尽可能高)，同时要确保缩放后的直方图 (红色曲线) 绝不超过红色虚线直方图，否则，采样事件的 x_p 形状将会发生扭曲，与期望的不同。最终得到：在 Belle 实验中 $C = 0.88$ ，在 Belle II 实验中 $C = 0.74$ ，如图 E.3 所示。

于是通过以下代码行可以完成产生子级别事例 (例如 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$) 的 x_p 抽样：

```
1 ...fillParticleListFromMC...
2 ma.reconstructMCDecay('Xi_c0:gen -> [Xi-:gen -> [Lambda0:gen
```

```

-> p+:gen pi-:gen] pi-:gen] pi+:gen', path=myPath)

3
4
5
6
7
8
9
10
## for Belle
ma.applyCuts("Xi_c0:gen", cut="formula(random*(1-xp)**2.6769*
xp**4.516 )<formula(1.5472*(1-xp)**2.868*xp**5.308)", path=
myAnaPath )

## for Belle II
ma.applyCuts("Xi_c0:gen", cut="formula(random*xp*(1-xp)*exp
(1.994*(1-xp)-6.220*(1-xp)**2))<formula(0.1225*xp*(1-xp)*exp
(11.99*(1-xp)-18.28*(1-xp)**2))", path=myPath )

ma.variablesToEventExtraInfo("Xi_c0:gen", {'nParticlesInList(
Xi_c0:gen)': 'ListSize'}, option=2, path=myPath )
    
```

然后使用通过上述抽样的事件 (即 “eventExtraInfo (ListSize)>0” 的事件) 来重建事件。

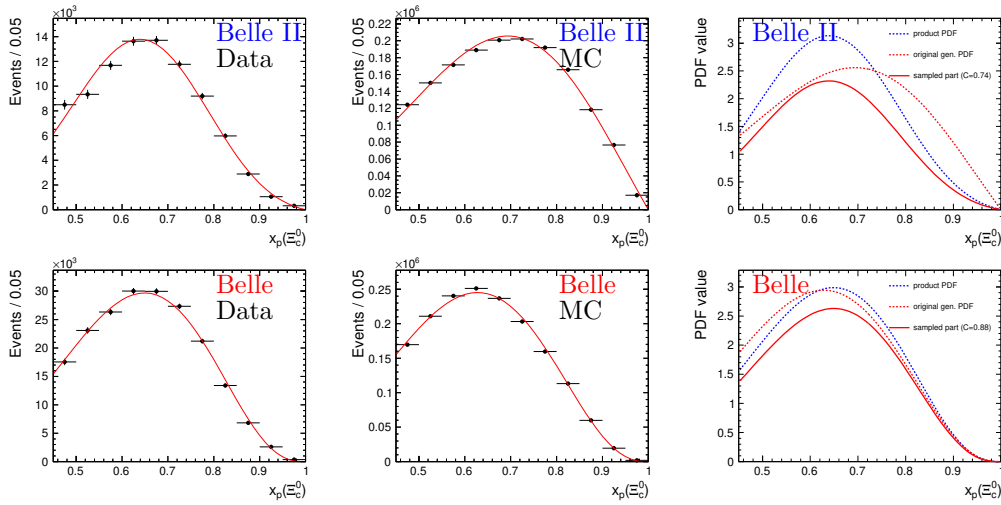


图 E.3 Belle II 和 Belle 实验 (第一列) 数据中信号事例在效率修正后的 x_p 分布与 (第二列) 产生子级别的信号 MC 样本事例的相应分布的比较, 以及 (第三列) 它们的 PDF 曲线分布。

附录 F 衰变非对称参数测量基于单举 MC 的拟合结果

如在 6.6.2 节所述，对 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 单个区间内事例在 $M(\Xi_c^0)$ 上的分布进行了拟合，结果如下：

- $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式的拟合结果如图 F.1 所示；
- $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式的拟合结果如图 F.2 所示；
- $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式的拟合结果如图 F.3 所示。

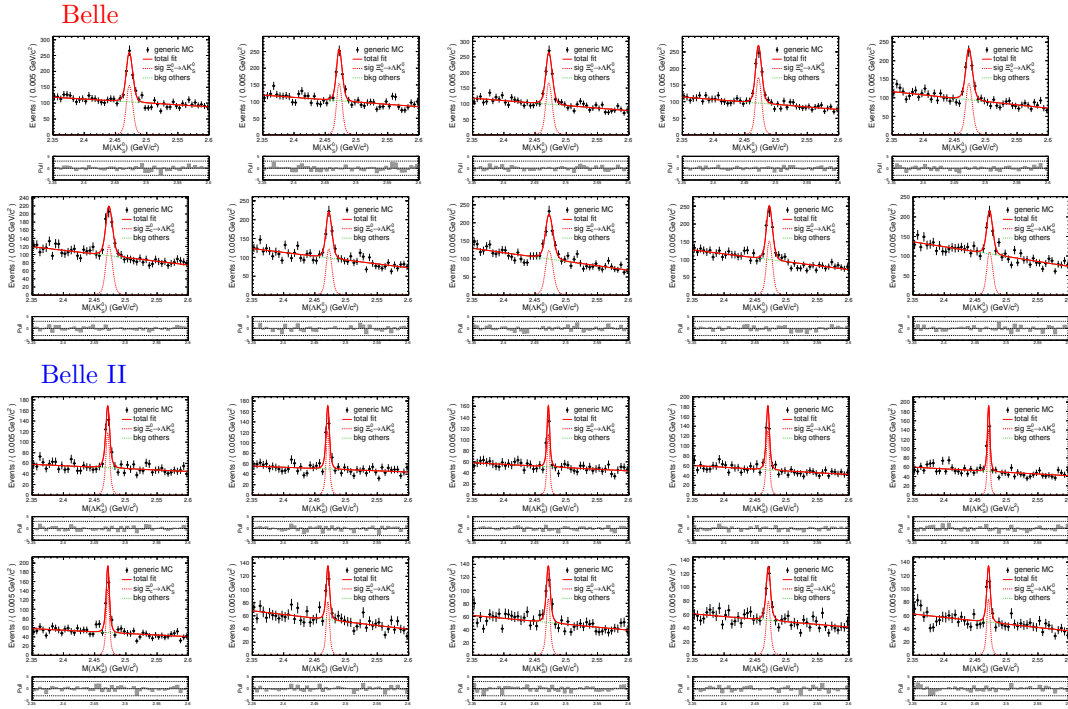


图 F.1 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式，单举 MC 样本中各个 $\cos \theta_{\Lambda}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果。

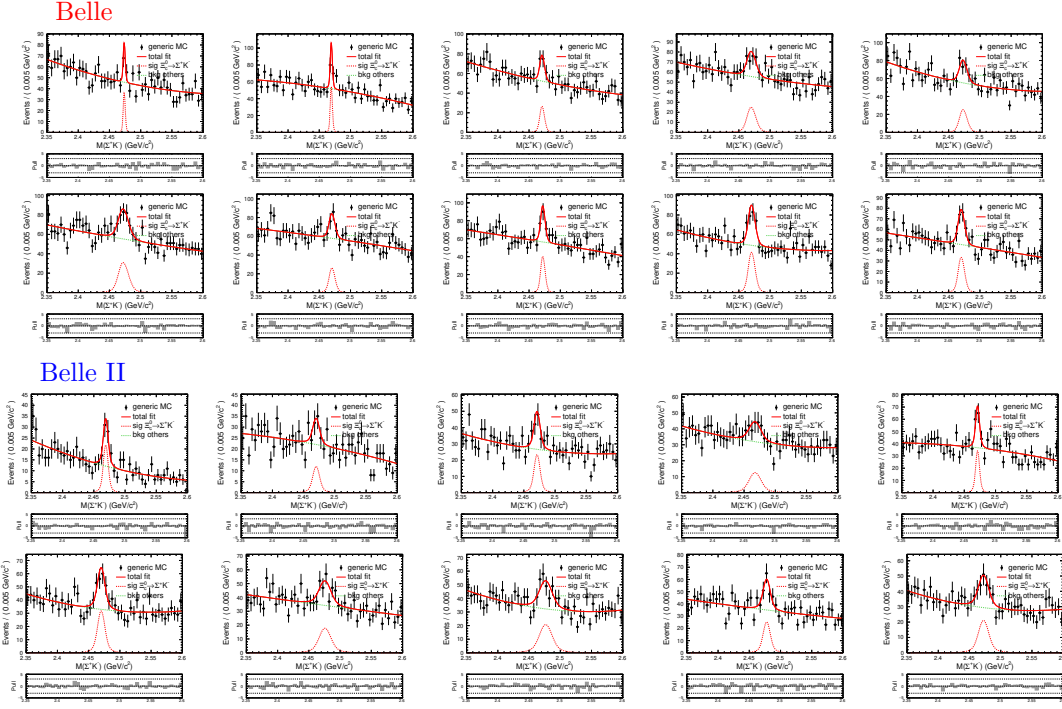


图 F.2 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变模式，单举 MC 样本中各个 $\cos \theta_{\Sigma^+}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果。

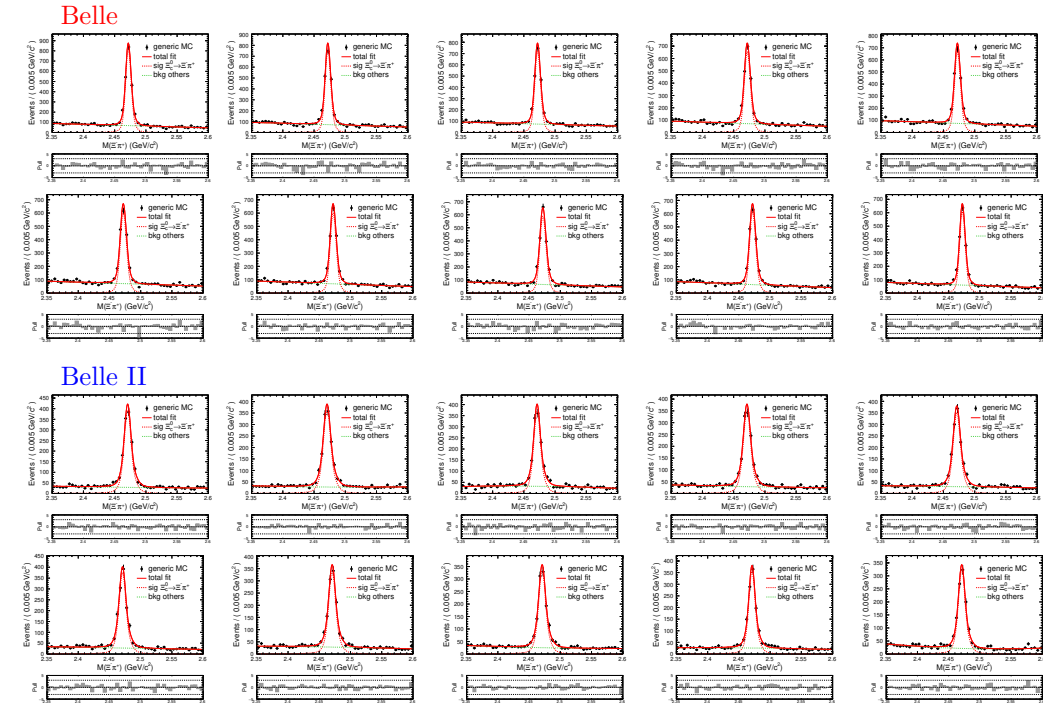


图 F.3 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式，单举 MC 样本中各个 $\cos \theta_{\Xi^-}$ 区间内事例关于 $M(\Xi_c^0)$ 的拟合结果。

附录 G 衰变非对称参数测量的输入与输出检查

如在 6.6.4 节所述, $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 各个区间经过效率修正后的信号产额分别如下所示:

- $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 模式的拟合结果如图 G.1 所示;
- $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 模式的拟合结果如图 G.2 所示;
- $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 模式的拟合结果如图 G.3 所示。

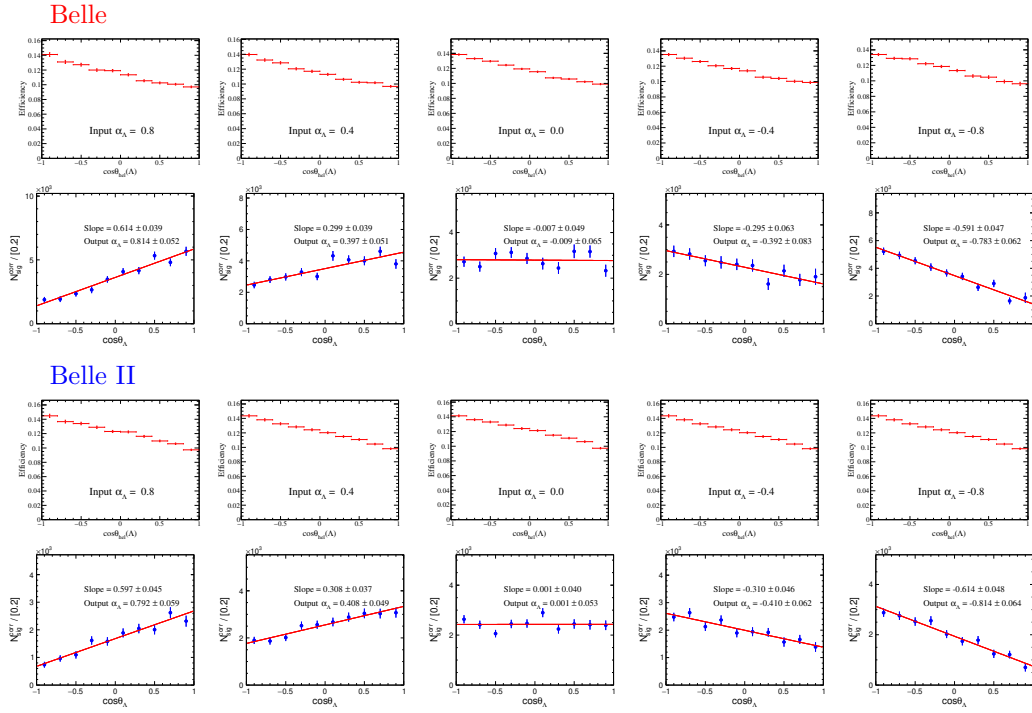


图 G.1 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 衰变模式, (上栏) 效率曲线、(下栏) 和效率修正后的 $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 依赖的产额分布。

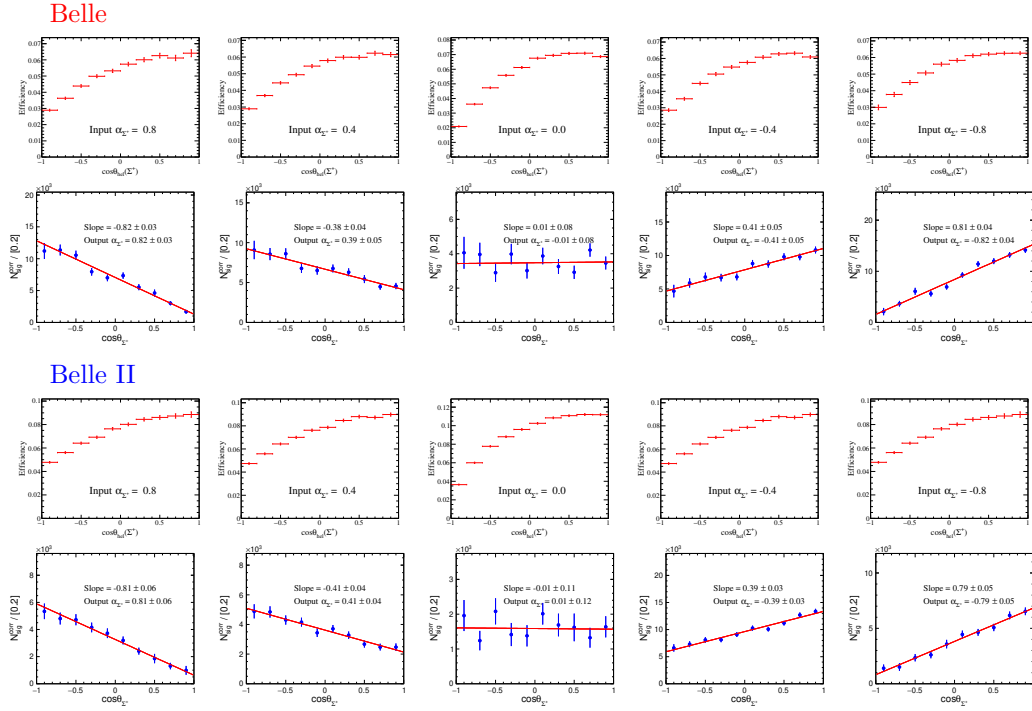


图 G.2 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 衰变模式, (上栏) 效率曲线、(下栏) 和效率修正后的 $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 依赖的产额分布。

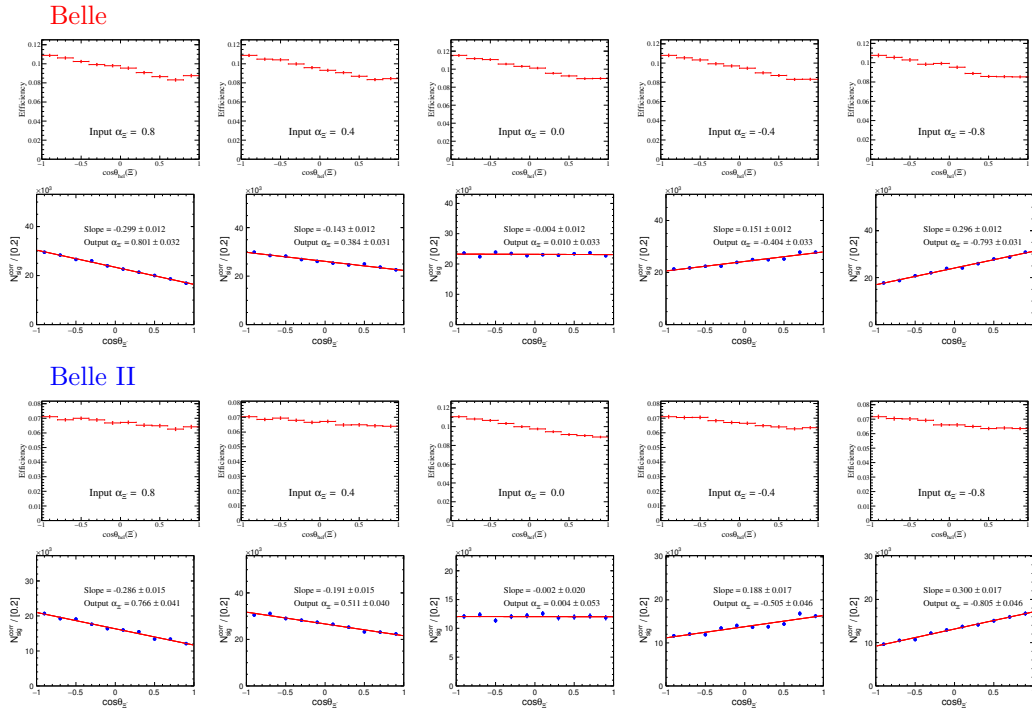
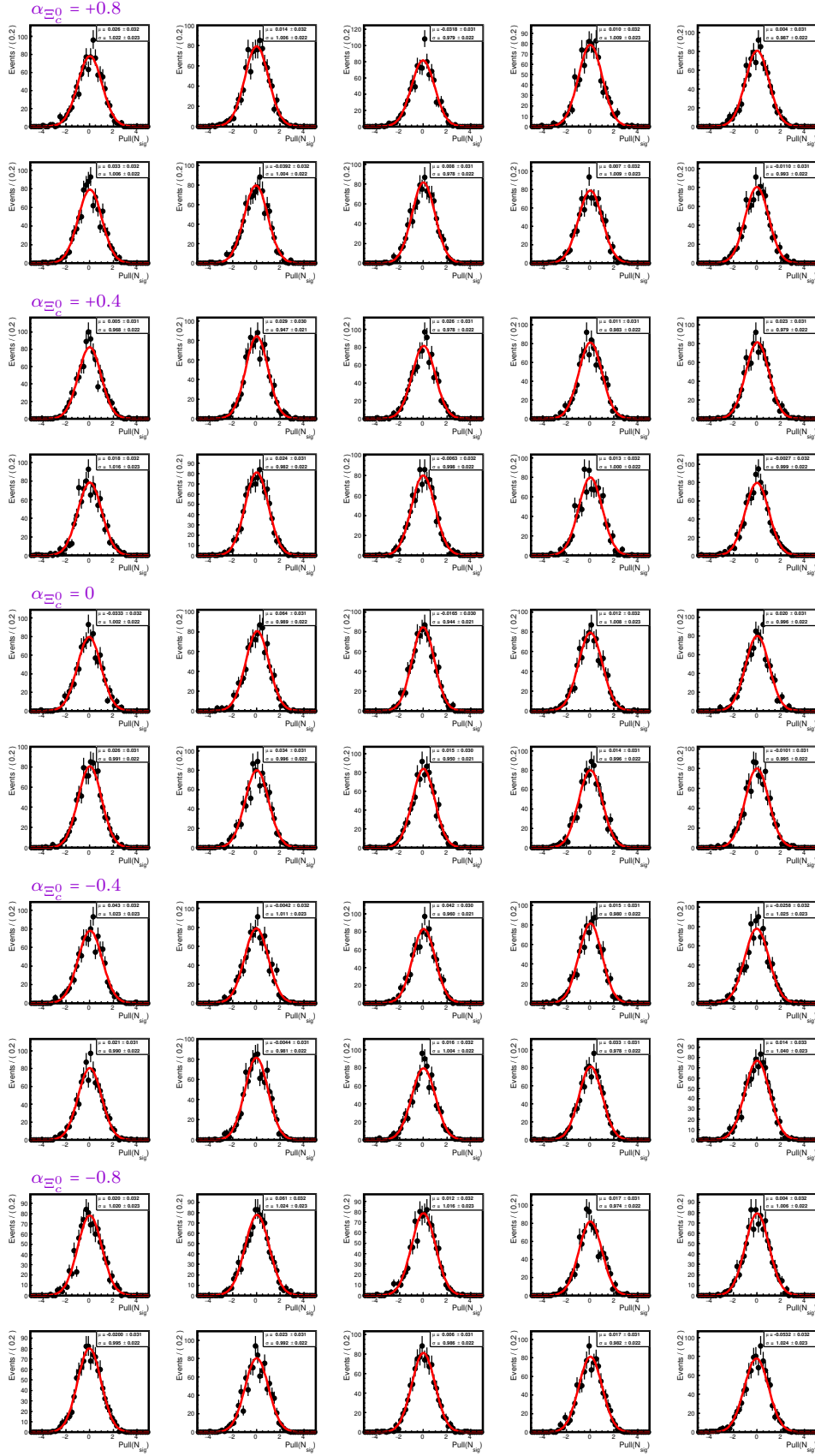


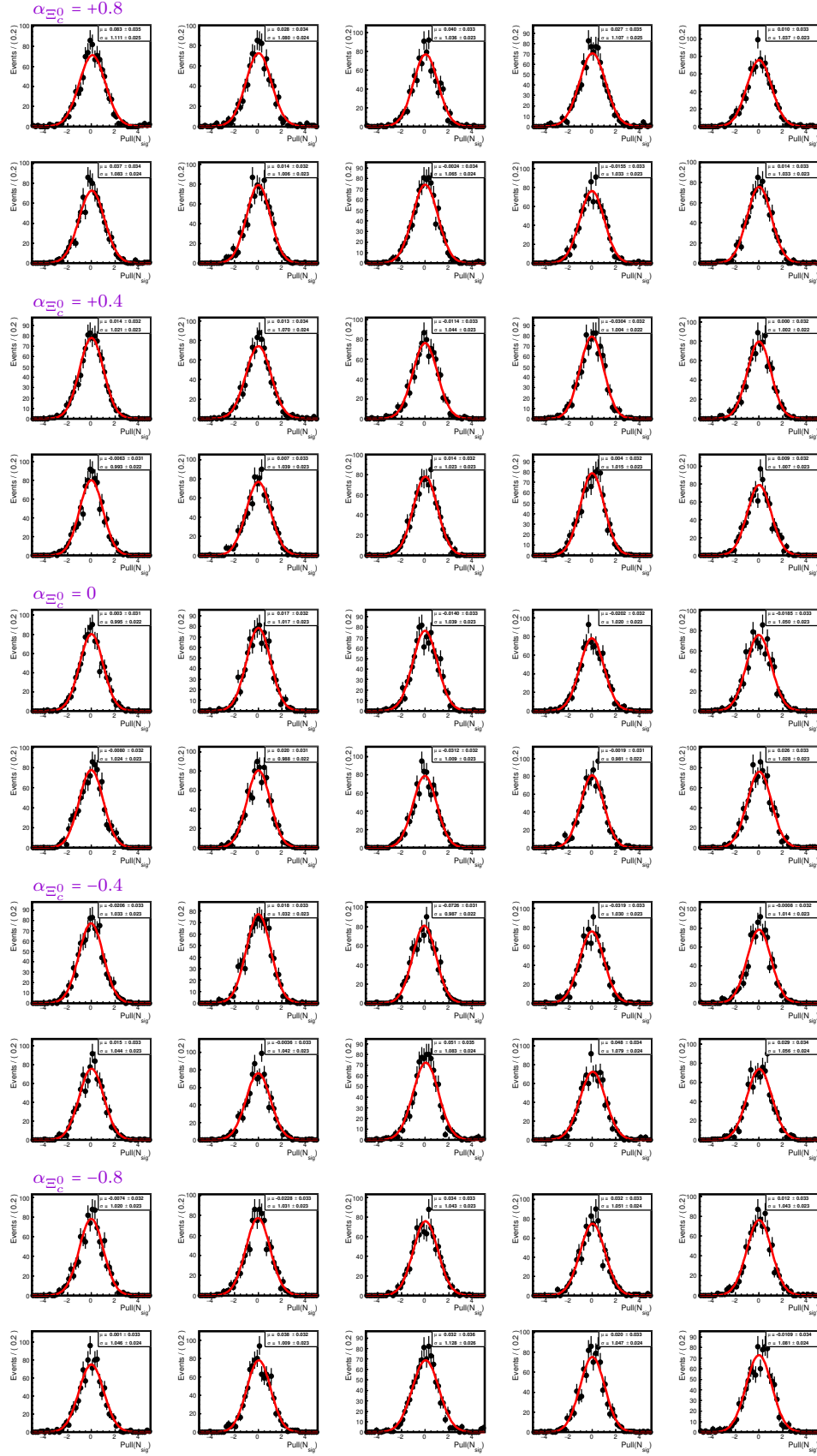
图 G.3 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 衰变模式, (上栏) 效率曲线、(下栏) 和效率修正后的 $\cos\theta_{\text{hyp}}$ 依赖的产额分布。

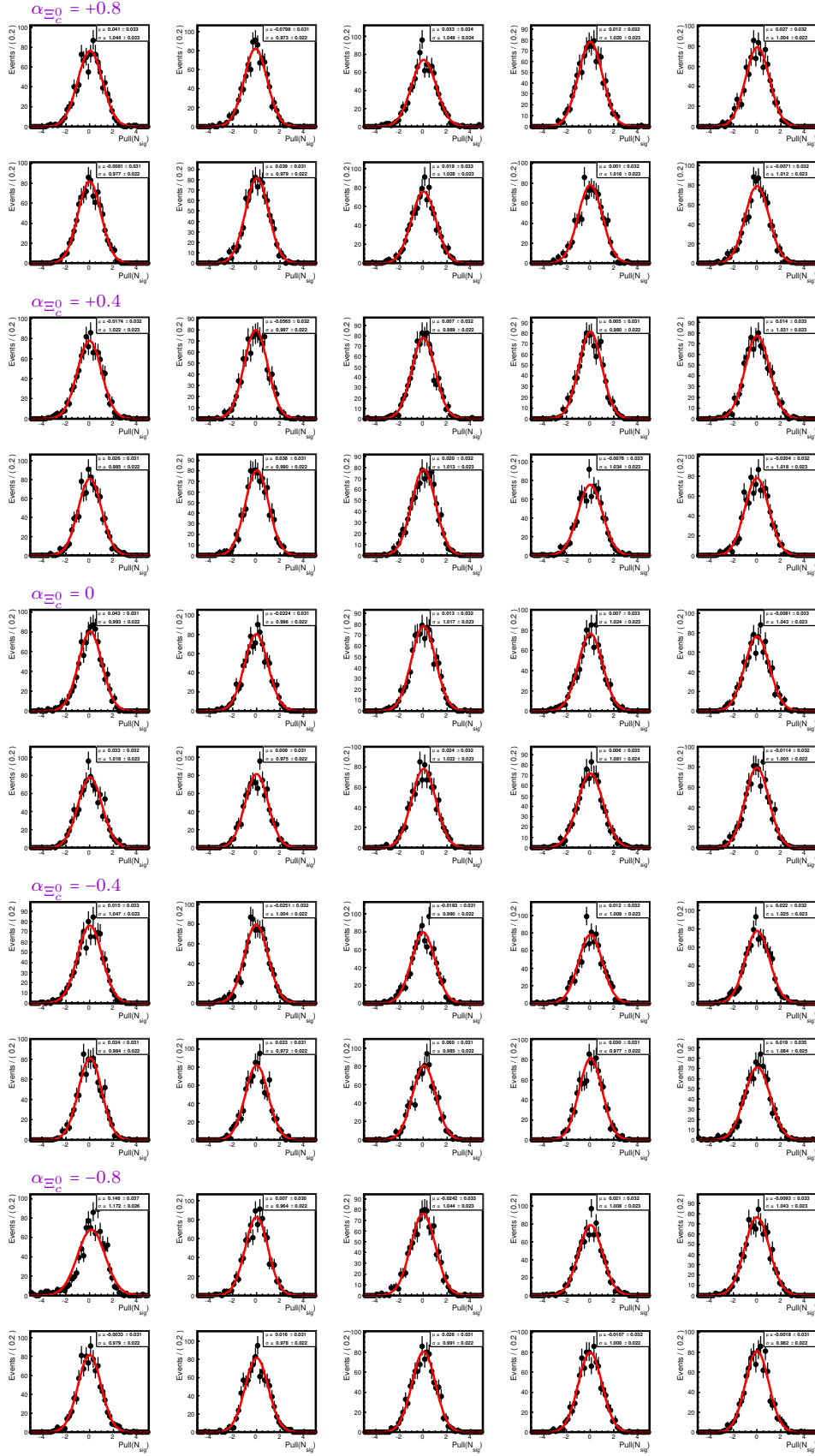
附录 H 衰变非对称参数测量的 Toy-MC 研究

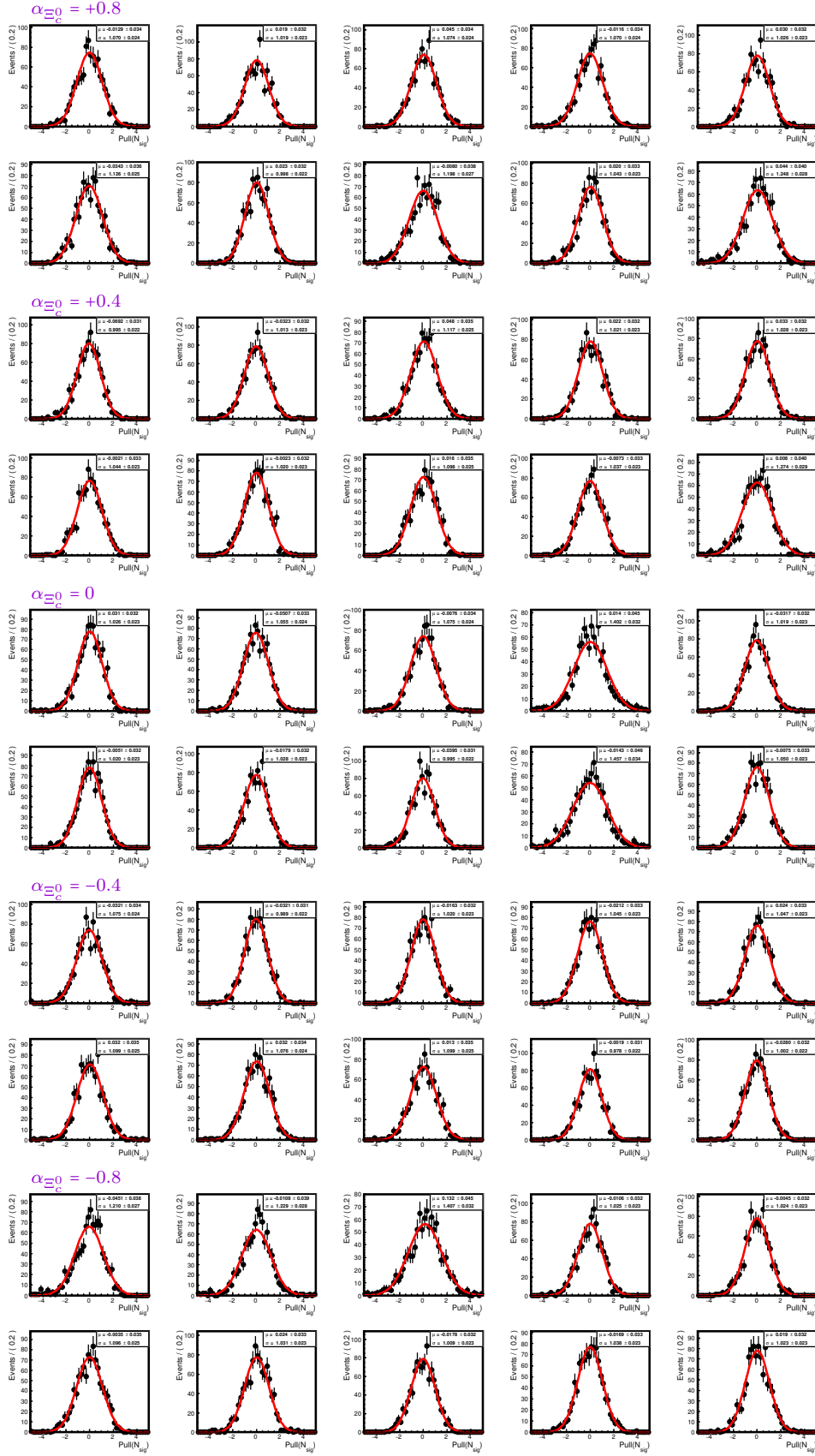
如在 6.6.5 节所述, 对 $\cos \theta_{\text{hyp}}$ 单个区间内每次拟合的信号产额的 pull 分布进行了检查, 结果如下:

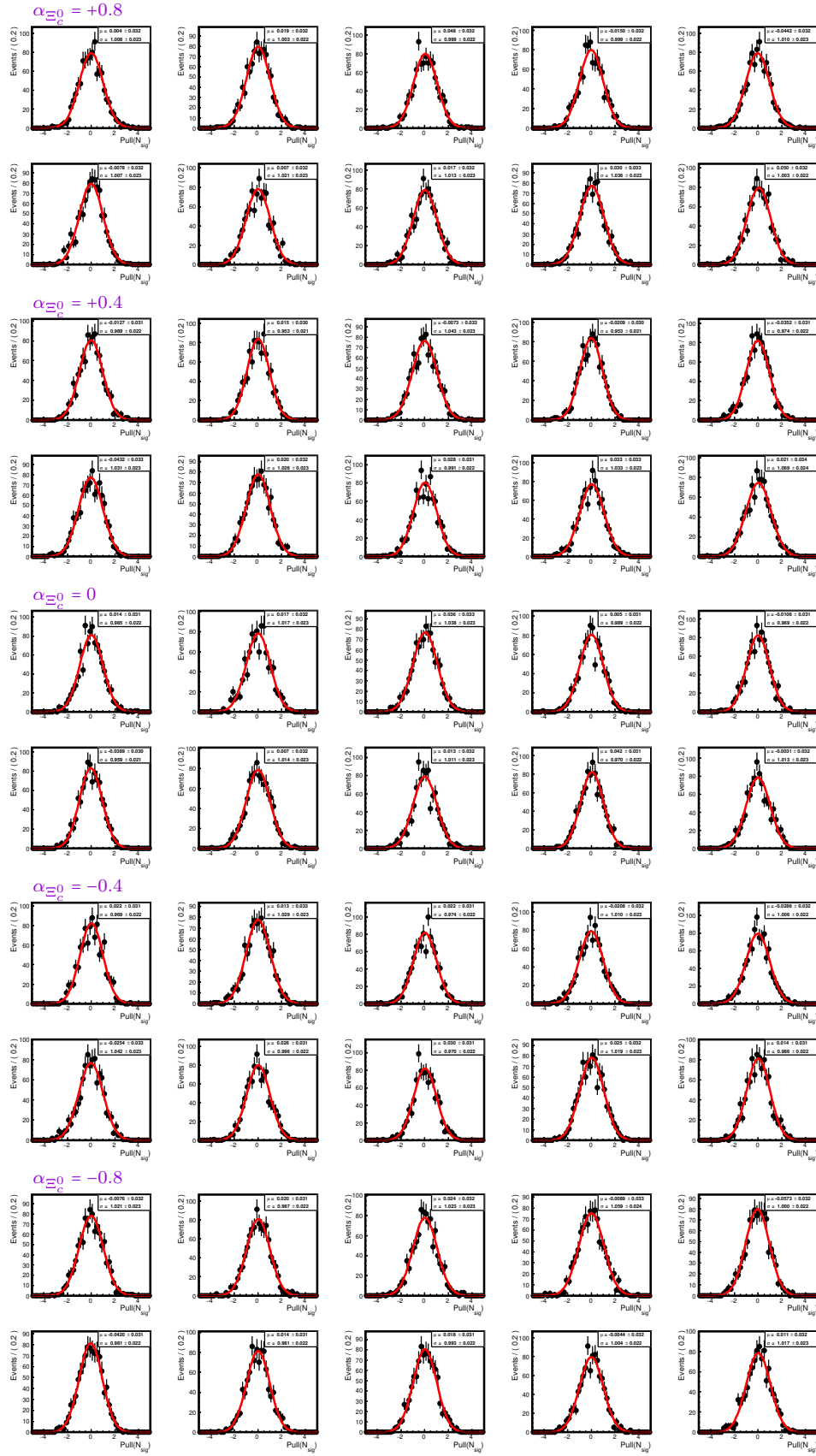
- 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$, 分别见图 H.1 (Belle 实验) 和图 H.2 (Belle II 实验);
- 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$, 分别见图 H.3 (Belle 实验) 和图 H.4 (Belle II 实验);
- 对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$, 分别见图 H.5 (Belle 实验) 和图 H.6 (Belle II 实验)。

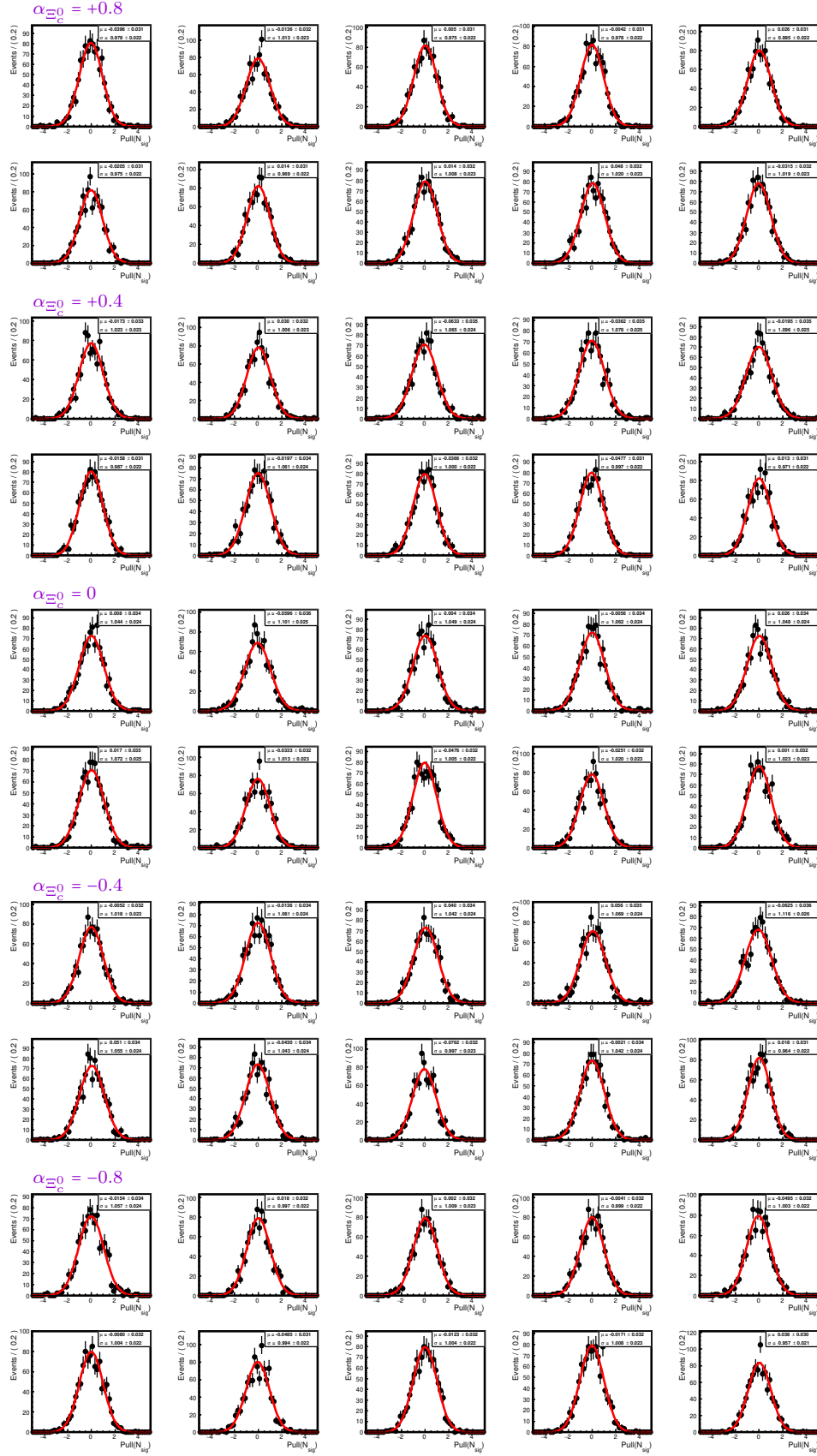

 图 H.1 Belle 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布。


 图 H.2 Belle II 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布。


 图 H.3 Belle 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布。

图 H.4 Belle II 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布。


 图 H.5 Belle 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布。


 图 H.6 Belle II 上对于 $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ 过程 Toy-MC 研究的 Pull 分布。

作者简介及在学期间所取得的科研成果

★ 作者简介

1. 基本信息：朱林，男，汉族
2. 出生日期：1996 年 6 月 20 日
3. 所属籍贯：河南省驻马店市驿城区
4. ORCID: [0009-0007-1127-5818](https://orcid.org/0009-0007-1127-5818)
5. 研究生教育经历：
 - 2019/09 - 2022/07 河南师范大学物理学院，理学硕士 (粒子物理与原子核物理)
 - 2020/09 - 2024/11 中国科学院高能物理研究所 (联合培养)
 - 2022/09 - 至今 吉林大学物理学院，理学博士 (理论物理)
6. 研究方向：BESIII、Belle 和 Belle II 实验上的粲偶素衰变、重子激发态寻找、粲重子衰变参数的研究。
7. 学术贡献：BESIII 国际合作组内部审稿人；Belle II 国际合作组夸克偶素物理分析组 Skim 联络员、数据产生组监测员。
8. 代表荣誉：2024 年度博士研究生国家奖学金、2023 年度学术业绩奖学金、2023-2024 学年研究生优秀奖学金和优秀研究生荣誉称号。

★ 已发表学术论文 ¹

1. Lin Zhu (Primary author), Weimin Song, Zhiyong Wang *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of the $\psi(3686)$ decays into $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\omega$ and $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\phi$, [Phys. Rev. D **108**, 092011 \(2023\)](#).

¹BESIII 和 Belle II 实验合作组发表论文，基于在正负电子对撞机上的探测器获取的实验数据完成，遵循国际通用的署名方法，见刊文章的作者格式按字母顺序排列，次序并不表明贡献大小。

2. **Lin Zhu** (Primary author), Weimin Song, Zhiyong Wang *et al.* (BESIII Collaboration), Study of $h_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\omega$, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\eta$, $h_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\eta$, and $h_c \rightarrow p\bar{p}$, *Phys. Rev. D* **109**, 072018 (2024).
3. **Lin Zhu** (Primary author), Qingping Ji, Yueming Shen, Weimin Song, Zhiyong Wang *et al.* (BESIII Collaboration), Study of the decays $\chi_{cJ} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\phi$, *Phys. Rev. D* **110**, 032016 (2024).

★ 合作组内部送审的实验备忘录

1. **Lin Zhu** (Primary author), Longke Li, Weimin Song *et al.* (Belle II Collaboration), Measurement of decay asymmetry parameters for $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$ decays at Belle and Belle II experiment, *BELLE2-NOTE-PH-2024-023*.
2. **Lin Zhu** (Primary author), Weimin Song, Zhiyong Wang *et al.* (BESIII Collaboration), Study of $\chi_{cJ} \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-\pi^+\pi^-$, *BAM-00985*.
3. Longke Li, **Lin Zhu**, Jing Yuan *et al.* (Belle II Collaboration), Momentum-correction for signal simulated samples of charmed baryon decays at Belle and Belle II, *BELLE2-NOTE-TE-2024-013*.

★ 署名发表的文章详见高能物理数据库 INSPIREHEP:

<https://inspirehep.net/authors/2885863>

★ 国际国内会议报告:

1. **Lin Zhu**. (2024 年, 7 月 5 日). Search for χ_{cJ} decays into $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-\pi^+\pi^-$. 北京谱仪 III 国际合作组 2024 年夏季会议, 沈阳, 中国。
2. **Lin Zhu**. (2024 年, 6 月 4 日). First measurement of decay asymmetry parameters for $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$, 第 48 届 Belle II Group Meeting, 筑波, 日本。

3. Lin Zhu. (2024 年, 5 月 12 日). First measurement of decay asymmetry parameters for $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$, 第 6 届 Belle II 中国组会议, 上海, 中国。
4. Lin Zhu. (2024 年, 3 月 30 日). First measurement of decay asymmetry parameters for $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda K_S^0$ and $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^-$, Belle (II)-China analysis forum, Online。
5. Lin Zhu. (2024 年, 3 月 20 日). Search for excited hyperon via $\psi(3686) \rightarrow pK^-\bar{\Lambda}\eta + c.c..$ 北京谱仪 III 国际合作组 2024 年春季 Workshop 会议, 北京, 中国。
6. Lin Zhu. (2023 年, 12 月 5 日). Observation of $\psi(3686) \rightarrow \Lambda(1520)\bar{\Lambda}\eta/\Lambda(1670)\bar{\Lambda}\eta + c.c..$ 北京谱仪 III 国际合作组 2023 年冬季会议, 深圳, 中国。
7. Lin Zhu. (2023 年, 6 月 28 日). Study of $\psi(3686)$ and $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\eta\eta$, 北京谱仪 III 国际合作组 2023 年夏季会议, 长沙, 中国。
8. Lin Zhu. (2023 年, 3 月 13 日). Search for h_c hadronic decays, 北京谱仪 III 国际合作组 2023 年春季 Workshop 会议, 北京, 中国。
9. Lin Zhu. (2022 年, 12 月 1 日). Search for $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-V(V = \omega, \phi)$, 北京谱仪 III 国际合作组 2022 年冬季会议, Online。

致 谢

「白山迎旭日，黑水泛金光，我们崛起在祖国的北疆」——回望来时路，那些经历并克服的困境，都化作了岁月最值得炫耀的印记。特以此文，向在我的成长历程中，给予我善意与温暖的每一份光亮，致以诚挚的谢意。

首先，衷心感谢我们的党和国家。优厚的助学政策极大蠲减了我长年求学带来的经济负担，使我得以践行父亲教导的“知识改变命运”的箴言。感恩母校吉林大学的无私培育，以深厚底蕴为基石，用她的精神、品格、与气节教导我励志图强。

特别感谢我的导师宋维民教授。命运宛如起于青萍之末的微风总是妙不可言：我在本科的时候就从纪录片上认识了宋老师，没想到博士阶段真的来到了宋老师门下深造，我很感激和庆幸这份机缘。宋老师努力为我们提供了国际一流的科研平台，这其中不仅包括参与各种国际会议的机会、还有参与国际实验项目的机会，以及帮助我争取到的一些当时看似难以胜任的合作组职务等等。这些“闯荡”的经历都极大开拓了我科研乃至人生的视野，才让我能够不断进步。宋老师也注重引导我树立清晰的物理图像，不要只关注技术而迷失了方向，要去追逐实验中真正的奥妙。我也非常感激宋老师对于我所有努力的肯定，在不少时间这都给予我很大的鼓励。我也非常愿意和宋老师倾述各种科研和生活上的困难与挫折，因为他的乐观和豁达非常有力量。

诚挚感谢我的联合培养导师、高能物理研究所的王至勇研究员。我从硕士阶段以来就一直跟随王老师学习，也因此有幸学习到老师身上许多关于物理分析的心得和为人处世的方法。特别让我感激的是王老师对待研究生的未来十分负责，总会站在学生的角度去打算。每当我在实验或生活上面临难题，王老师也总是想方设法支持我解决问题。因此我能够较为顺利地顺利完成硕博毕业的科研标准，而这些个在王老师指导下的奋斗历程更是我宝贵的财富。最后还要感谢王老师对我一直的肯定和鼓励，让我可以大胆的尝试各种感兴趣的课题、冲刺更困难的工作。

特别感谢指导我 Belle II 实验的老师，湖南师范大学的李龙科老师。李老师

是年轻优秀的海归人才，有着堪称“Pedia”的实验经验。我从中不仅纠正了很多分析上的陋习和错误、也认识到要永远保持思考和尝试进步。同时还要向我的硕士导师，河南师范大学的姬清平副教授致以诚挚的谢意：姬老师在我毕业后一直关心我的发展动向，鼓励我不断进步追求卓越，更对我毕业后发展提供了莫大的帮助。但愿未来能继续和各位老师合作，学习更多的知识、做更多有趣的课题！

特别感谢我在合作组内接触过的马海龙老师，张杰磊老师，朱凯老师，郭玉萍老师，刘北江老师、李郁博老师，贾森老师等、感谢大家为了我文章的质量提升给出的各种建设性意见与慷慨帮助！林感念已久。感谢 DP/DC 组的 Giulio Dujany 教授, Ueda 教授, Stefano Lacaprara 教授的慷慨友善的帮助，使我能够很顺利的完成 Qualification task，也帮助我对于 Belle II 实验有了更深入的了解。特别感谢物理学院周森老师，曹鹏老师、于洪飞老师、孙斌老师在各种日常事务上提供的帮助。

「吾之遇将军，犹鱼之有水也」感谢肖浩，李洋，孙文玉，李素娴，张宏宏等师兄师姐在各种问题上的慷慨帮助和经验分享。感谢（曾经）吉林大学课题组内的袁菁、焦骏坤、张兆领、刘成、丁逸、周佳莹、王璐怡、刘苗、庄婉仪、郑变敏、李明泽、高旭、龚家鼎等优秀的师弟师妹们，和大家在工作上的有益讨论以及日常的愉快相处都让我受益匪浅，我为在这样一个优秀的课题组感到非常幸运和快乐！感谢高能所课题组内的严薛强、周帅、周章丞、朱腾蛟、陈弘扬、常甜甜、王旭、李英杰、庄心宇等同学的愉快相处。其中，严薛强、袁菁、焦骏坤等同学更有着理论和实验上优秀的知识储备，对各种问题也往往有独到的见解。每每与之探讨一二，往往能够拨云见日更有惭愧之感。感谢申悦名、蒋小梅、闫文鹏、朱文卓、李雁鹏、周嘉奇等师弟师妹的各种日常事务的帮助。感谢物理楼 422 办公室的各位亲切的同学，感谢你们营造的友好温暖的办公环境。感谢崔起帆、马锡贤等志同道合的朋友，出现在我繁忙的科研学习生活中，带我一起赏览天下一等江山、去同指山河、挥斥方遒。还有那些在我迷茫时指引方向、困顿时伸出援手的良师益友、虽无法一一具名致谢，但每一位的善意我都铭记于心。感谢各位朋友，愿情谊如松柏常青，我们都能无限进步！

斯土信美非吾乡。束发以来，求学之路便屡受挫折，数年间都是灰头丧气，

唯觉命运日蹙。如此境地，一半是由于我才智平庸、一半是由于所用非功。所幸每次都有父亲母亲顶住压力和冷言冷语，偏爱我支持我的漫漫求索之路。父母之德，孰能尽其言哉？还要感谢爷爷和兄长平日的鞭策和激励、感谢各位亲人的鼓励和肯定。感恩与怀念重慈王秀荣老人。

自北门踏入吉大校园，映入眼帘的是花团锦簇中的校训石，其上赫然镌刻着「求实创新，励志图强」八个大字，笔力遒劲。作为吉大的一名资深学子，我深刻的知道，无论从左还是从右绕过这块石头，都是绕远的路。唯有「求实创新，励志图强」背后的这条路，才是最近的路。

朱林

二零二五年六月