

2021 年度 修士学位論文

Belle II 実験における $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$
モードを用いたフレーバー誤認率と Δt 分解能の
評価

奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科
数物科学専攻 物理学コース 高エネルギー物理学研究室

楠戸愛美

2022 年 2 月 10 日

概要

現在の素粒子標準理論はこれまでに実験で検証されてきた現象の説明を可能にしているが、未解明な問題も存在する。その一つがビッグバン時に物質と反物質は同量生成されたと考えられるにも関わらず現在の宇宙の物質・反物質非対称性が生じた機構である。宇宙がこの状態に至るために必要である条件の一つが CP 非保存であり、クォークのそれは小林・益川理論がかなりよい近似を与えることが明らかになった。しかしその効果は現在の物質優勢の宇宙の説明するにはまだ不十分であり、新たな CP 非保存を探索することが重要である。

Belle II 実験は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構で 2019 年から本格的にデータ収集を開始した高度化された B ファクトリー実験であり、 CP 非保存の精密測定や稀過程の探索による標準理論を超えた物理の兆候を探ることを目的としている。時間依存 CP 非保存の測定において、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊の片方の B メソンと、タグ側と呼ばれるもう片方の B メソンが崩壊したときの時間差 Δt の分布に CP 非保存が現れる。本研究では $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊のモンテカルロシミュレーションデータを用いて、 CP 非保存の測定に不可欠なフレーバー誤認率 w を見積もるとともに、 B メソンの寿命を最尤度法フィットで抽出する試みを実行することにより Δt の分解能を表現する応答関数を評価した。

崩壊時の B メソンが B^0 であるか \bar{B}^0 であるかを調べるフレーバータグの誤認率をフレーバータグの確からしさの指標 r の値に応じて 6 つのビンに分けてそれぞれ求めた。その結果からフレーバータグの性能を表す Effective Tagging Efficiency を、 $\epsilon^{\text{eff}} = 0.3220 \pm 0.0020$ と得た。また、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ は崩壊後の娘粒子が 4 つの Flavor specific 崩壊モードであるのに対し、娘粒子の数が違う崩壊モードや CP 固有状態の崩壊モードでの Effective Tagging Efficiency に違いが出ないかを調べた。その計算結果からモードごとの w や ϵ^{eff} の最大のモードと最小のモードの差は 0.008 で、 1 ab^{-1} くらいまでの統計量では実データで顕著に問題になる大きさではないことがわかった。

次に Δt とフレーバータグ情報を用いて Opposite Flavor-Same Flavor 非対称度の時間発展を調べて、 \cos カーブの振幅として現れる $1 - 2w$ を得たところ、時間積分した算出法と無矛盾であった。

最後に再構成した Δt の分解能応答関数を 3 つの正規分布の重ね合わせで表現するモデルを使用して、再構成した Δt 分布をフィットし、 B メソンの寿命 τ_{B^0} を抽出した結果、 $\tau_{B^0} = 1.532 \pm 0.004 \text{ ps}$ を得た。これは入力と一致し、問題になるバイアスが見られなかった。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	CP 対称性の破れ	1
1.2	素粒子の標準理論	1
1.3	小林・益川理論	2
1.3.1	時間依存 CP の非保存の測定	4
第 2 章	Belle II 実験	7
2.1	Belle II 実験	7
2.2	SuperKEKB 加速器	7
2.3	Belle II 検出器	9
2.3.1	バーテックス検出器 (VXD)	10
	ピクセル検出器 (PXD)	10
	シリコンバーテックス検出器 (SVD)	11
2.3.2	中央飛跡検出器 (CDC)	12
2.3.3	粒子識別検出器	13
	TOP カウンター (TOP)	13
	エアロゲル RICH カウンター (ARICH)	14
2.3.4	電磁カロリメーター (ECL)	14
2.3.5	超伝導ソレノイド	15
2.3.6	K_L^0 及び μ 粒子検出器 (KLM)	15
2.3.7	トリガーとデータ収集システム (DAQ)	16
第 3 章	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊による解析手法の較正	19
3.1	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊モード	19
3.2	Event Reconstruction	20
3.3	崩壊点再構成	22
3.4	フレーバータグ	23
3.4.1	フレーバータグアルゴリズム	24
3.4.2	フレーバー誤認率	26
3.5	Opposite Flavor-Same Flavor 時間発展非対称度の吟味	31

3.6	Δt 分解能のモデルと寿命の抽出	33
第 4 章	まとめ	37
参考文献		39

目次

1.1	標準理論に現れる素粒子	1
1.2	ユニタリティ三角形	4
1.3	時間依存の CP の破れの測定	6
2.1	SuperKEKB 加速器	7
2.2	ナノ・ビーム・スキームの概念図	9
2.3	Belle II 検出器	9
2.4	VXD の概略図	10
2.5	VXD センサーの配置図	10
2.6	DEPFET センサーと DEPFET の構造	11
2.7	DSSD センサーの構造	11
2.8	SVD のラダーの構成	12
2.9	CDC の半断面図	13
2.10	TOP とその動作原理	14
2.11	ARICH の識別原理	14
2.12	ECL の断面図	15
2.13	トリガーシステムの概略を示すブロックダイアグラム	16
2.14	データ収集システムの全体図	17
3.1	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ のダイアグラム	19
3.2	J/ψ の質量 M の分布	22
3.3	K^{*0} の質量 M の分布	22
3.4	B^0 の不変質量 M_{bc} の分布	22
3.5	B^0 のエネルギー差 ΔE の分布	22
3.6	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 崩壊と $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の描像	23
3.7	フレーバータグの測定	24
3.8	カテゴリーごとのフレーバータグ	25
3.9	フレーバータグの出入力の流れ	26
3.10	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の MC の qr 分布	26
3.11	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊のフレーバータグによる qr 分布	26

3.12	$\bar{B}^0(q = -1)$ で生成された事象のフレーバータグの結果	27
3.13	$B^0(q = 1)$ で生成された事象のフレーバータグの結果	27
3.14	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 崩壊モードのフレーバータグによる qr 分布	28
3.15	$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊モードのフレーバータグによる qr 分布	28
3.16	$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊モードのフレーバータグによる分布	29
3.17	崩壊モード別の Effective Tagging Efficiency	31
3.18	q_{true} の A_{OFSF}	32
3.19	q_{tag} の A_{OFSF}	32
3.20	MC シミュレーションの真の $ \Delta t $ 分布	33
3.21	再構成された $ \Delta t $ 分布	34
3.22	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の Δt residual 分布と 3 つの正規分布でのフィッ ティング	34
3.23	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の Δt 分布	35

表目次

3.1	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊の事象再構成における粒子の選別条件	21
3.2	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊モードの結果	28
3.3	$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 崩壊モードの結果	29
3.4	$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊モードでの結果	29
3.5	$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊モードでの結果	30
3.6	崩壊モード別の Effective Tagging Efficiency	30
3.7	Belle 実験での実データ [9]	30
3.8	フィットして得た $1 - 2w$	32
3.9	3つの正規分布のパラメータ	35

第1章

序論

1.1 CP 対称性の破れ

ビッグバン時に物質と反物質は同量生成されたと考えられているが、現在の宇宙は物質のみが残存しており、この物質-反物質非対称性が生じた機構はいまだに未解明である。宇宙がこの状態に至るために必要であるとサハロフが指摘した3条件の一つが CP 対称性の破れである。 C は荷電共役変換で C 変換は電荷の反転を、 P はパリティで P 変換は座標系の反転を表している。

1.2 素粒子の標準理論

素粒子標準理論はこれまでに存在が確かめられた素粒子の性質や、電磁気力、強い力、弱い力によって引き起こされる素粒子反応の法則をまとめ上げたものである。物質の構成要素であるフェルミ粒子のクォーク及びレプトンの間にゲージ対称性に基づく相互作用が対応するボソンの交換によりはたらく、くりこみ可能な場の量子論による記述になっている。図 1.1 に、標準理論に現れる素粒子を示す。

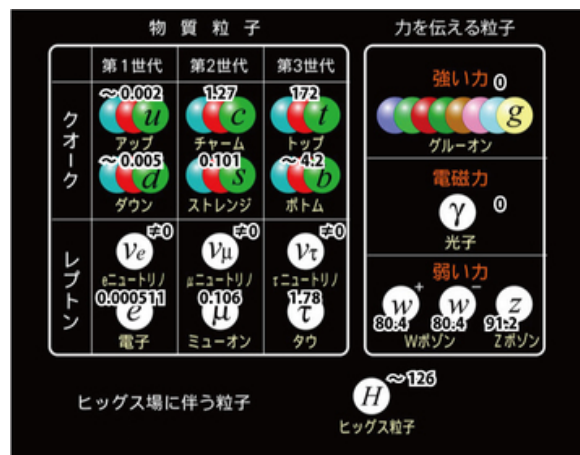


図 1.1 標準理論に現れる素粒子

しかし、現在の標準理論では説明が不十分な点も存在する。天文観測の結果によると標準理論で記述されている粒子は宇宙に存在する質量やエネルギーをほとんど担っていない。節 1.1 で記述した通り現在の宇宙が粒子のみで構成され、反粒子が残っていない理由も説明できていない。そのため、高エネルギー物理学の研究において、標準理論を超える物理の探索が重要である。特に粒子・反粒子非対称の問題については、標準理論における CP 対称性の破れの機構に対する理解を基準にそこからの定量的な差異を稀過程中に探索する必要がある。そこで以下に標準理論の中でクォークの CP 対称性の破れを記述する小林・益川理論について説明する。

1.3 小林・益川理論

クォークの電荷を変えずにフレーバーを変えるフレーバー変化中性カレント相互作用 (Flavor Changing Neutral Current, NCNC) は電荷 $+2/3$ のクォークと $-1/3$ のクォークが $SU(2)$ 二重項をなすことにより最低次で禁止されている。つまり、クォークのフレーバーが変化するのは最低次で荷電カレント相互作用のみである。質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は一般に異なり、それらの間の関係はユニタリ変換 V_{KM} を用いて式 (1.1) のように書ける。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

この V_{KM} を小林・益川行列と呼ぶ。ここで V_{KM} は、

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = 1 \quad (1.2)$$

を満たすユニタリ行列である。これによると 1 になる関係式が 3 つ、0 になる関係式が 6 つあり、合計 9 つの束縛条件が存在する。 V_{KM} には 2(実部 + 虚部) $\times 3 \times 3 = 18$ 個のパラメータが存在するが、ユニタリ条件による 9 つの束縛条件により自由度は $18 - 9 = 9$ 個となる。さらに、クォークの波動関数間の共通の位相を除いた位相差 (5 つ) は物理的に意味のある観測量ではないので、 $9 - 5 = 4$ つのパラメータが残る。残った 4 つのパラメータは、3 つの 3 次元空間内の回転 (オイラー角) に対応し、1 つは CP 対称性を破る複素位相として残る。したがって、 V_{KM} は式 (1.3) のように書ける。

$$\begin{aligned}
V_{KM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)
\end{aligned}$$

ここで

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.4)$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad (1.5)$$

で、 (i, j) は $(i, j) = (1, 2), (2, 3), (1, 3)$ という世代のインデックスである。

弱い相互作用の荷電カレント相互作用により、クォークのフレーバー遷移が同一世代間で大きく、異なる世代間では小さいことが観測されていることから、 $s_{12} = \lambda$ のべきで展開した形式を V_{KM} の Wolfenstein 表示と呼ぶ。その Wolfenstein 表示では、 V_{KM} は式 (1.6) ~ 式 (1.8) により、式 (1.9) のように書ける。

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad (1.6)$$

$$s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{us}}{V_{ud}} \right| + O(\lambda^4) \quad (1.7)$$

$$s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned}
V_{KM} &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \\
&= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)
\end{aligned}$$

式 (1.2) のユニタリー条件をあらわに書くと以下の式 (1.10) となる。

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

ここで B メソンの研究により吟味できるユニタリー条件は V_{KM}^\dagger の 3 行目と V_{KM} の 1 列目の内積で、式 (1.11) である。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.11)$$

複素数 3 つの和が 0 になることから、3 つの複素数は複素平面上で三角形を描き、これをユニタリティ三角形と呼ぶ。ユニタリティ三角形は全部で 6 つ存在するが、特にその中でも式 (1.11) に示したものは、三辺の長さが全て λ のオーダーが同じで、三つの内角がどれも数十度の大きさになるという特徴が他の 5 つとの違いが顕著である。そのような特徴を持つユニタリティ三角形を図 1.2 に示す。

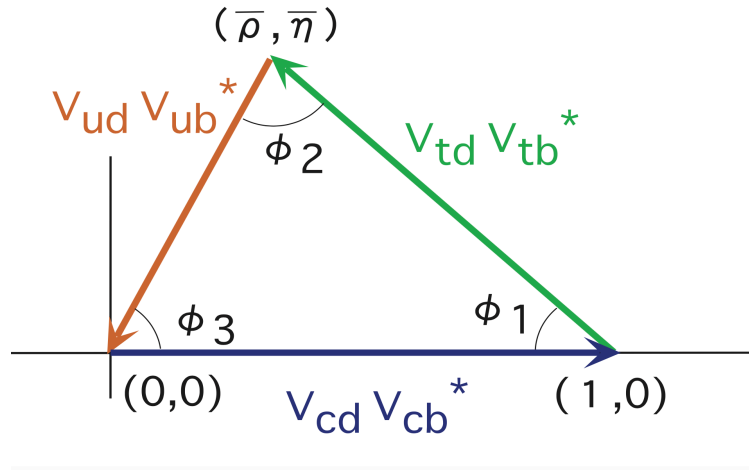


図 1.2 ユニタリティ三角形

ユニタリティ三角形の三つの内角と測定量の関係については、 $B^0 \bar{B}^0$ 混合と $b \rightarrow c$ 遷移による崩壊振幅の量子力学的干渉により CP 対称性が破れるが、その大きさは V_{td} と V_{cb} のなす角 ϕ_1 に依存する。同様に $B^0 \bar{B}^0$ 混合と $b \rightarrow u$ 遷移の干渉によるものを測定すると ϕ_2 を、 $b \rightarrow c$ 遷移と $b \rightarrow u$ 遷移の干渉によるものを測定して ϕ_3 をそれぞれ決定できる。

また、 $b \rightarrow u$ 遷移及び $b \rightarrow c$ 遷移によるセミレプトニック崩壊の測定より $|V_{td}|$ 及び $|V_{ub}|$ を、 $B^0 \bar{B}^0$ 混合の測定から $|V_{td}|$ を決定できる。こうして、 B メソンの崩壊過程を研究することにより小林・益川理論の包括的な検証ができる。

1.3.1 時間依存 CP の非保存の測定

$B^0 \bar{B}^0$ 混合に寄与する V_{td} に含まれる複素位相のため、中性メソンが CP 固有状態へ崩壊する過程の時間発展に CP 非保存が出現する。これを時間依存 CP 非保存 (Time-dependent CP violation) と呼ぶ。

$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊の片方 (以下、 CP 側と呼ぶ) の B メソンが時刻 t_{CP} の時点で $f_{CP}(CP$ 固有状態) に崩壊し、もう片方 (以下タグ側と呼ぶ) の B メソンが時刻 t_{tag} で

f_{tag} に崩壊したとする。2つの B メソンの崩壊時間差 $\Delta t \equiv t_{CP} - t_{\text{tag}}$ の確率密度関数 $\mathcal{P}(\Delta t)$ は、式 (1.12) のように書ける。

$$\mathcal{P}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \{1 + q \cdot [S \sin(\Delta m_d \Delta t) + A \cos(\Delta m_d \Delta t)]\} \quad (1.12)$$

ここで q は $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ のとき $q = 1$ 、 $\bar{B}^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ のとき $q = -1$ であり、 τ_{B^0} は B^0 の寿命、 Δm_d は中性 B メソンの2つの質量固有状態の質量差である。 S は B^0 - \bar{B}^0 混合により発生する CP 対称性の破れを表すパラメータで、崩壊振幅に複素位相を含まない $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移で生じる $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ のような崩壊モードであれば、 $S = -\xi_f \sin 2\phi_1$ と予言される。 ξ_f は f_{CP} の CP 固有値、 ϕ_1 はユニタリティ三角形の内角の1つ (図 1.2 の ϕ_1) である。また、 A は直接的な CP 対称性の破れを表すパラメータである。この確率密度関数を用いて、 S と A をフリーパラメータにして Δt 分布を最尤度法フィットすることにより、これら CP 非保存のパラメータを実験データから決めることができる。式 (1.12) が与える非対称度の時間発展は以下のような式 (1.13) になる。

$$\begin{aligned} A(\Delta t) &\equiv \frac{\Gamma[\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}] - \Gamma[B^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}]}{\Gamma[\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}] + \Gamma[B^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}]} \\ &= S \sin(\Delta m_d \Delta t) + A \cos(\Delta m_d \Delta t) \end{aligned} \quad (1.13)$$

$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊では、 B^0 と \bar{B}^0 のどちらかが崩壊するまでは必ず一方が B^0 で他方が \bar{B}^0 の状態で混合する。これは $\Upsilon(4S)$ からの二体崩壊で生じる系で、 B メソンがスピンゼロの粒子であることからボーズ統計による制約が加わるからである。 $\Upsilon(4S)$ のスピンが1、 B^0 のスピンが0であることから B メソン対の軌道角運動量は $L = 1$ となる。これは二粒子系の空間部分が反対称であることを意味するが、 B メソン対の波動関数は対称でなければならない。そのため、 $L = 1$ の反対称を相殺するように二粒子の入れ替えについて反対称な $B^0 \bar{B}^0$ ペアで存在しなければならない。つまり、タグ側で $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ の崩壊が起きた時点では、 CP 側は必ず \bar{B}^0 である。片方の B メソンが崩壊した後は二粒子系の波動関数の性質からくる制約はなくなり他方の B メソンは独立に $B^0 \bar{B}^0$ 混合しつつ B^0 か \bar{B}^0 のどちらかのときに崩壊する。

Belle II 実験を含む $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊を中性 B メソンの源とする実験で、時間依存 CP 非保存を測定する手順の模式図を図 1.3 に示し、以下で説明する。

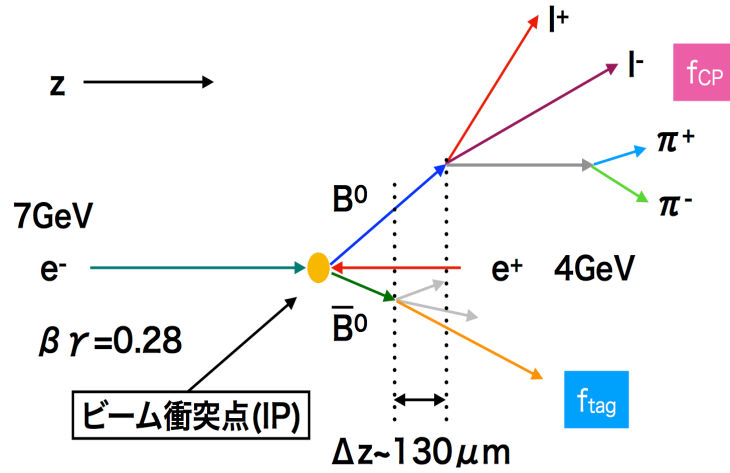


図 1.3 時間依存の CP の破れの測定

1. CP 固有状態への崩壊 ($B \rightarrow f_{CP}$) を再構成する。
2. 同一事象中で $B \rightarrow f_{CP}$ の娘粒子を除いた粒子を集めて再構成する。これをタグ側の B メソンの崩壊 ($B \rightarrow f_{tag}$) とする。
3. CP 側とタグ側双方の B メソンの崩壊点を再構成で得た Δz から、 $\Upsilon(4S)$ 静止系のローレンツ変換の因子 $\beta\gamma$ を用いて CP 側とタグ側の崩壊の時間差を $\Delta t = \Delta z/c\beta\gamma$ より得る。
4. タグ側の娘粒子の情報から q を得る。
5. Δt と q の情報から S と A を決定する。

この手順のうち、タグ側 B メソンの崩壊から生じる娘粒子から B^0 か \bar{B}^0 かの識別、すなわち q の決定を誤る確率であるフレーバー誤認率と Δt 分解能によって観測される Δt 分布へ与える影響を評価することが不可欠である。そのためには完全に再構成する CP 側の B メソンが CP 固有状態ではなく、フレーバーが明らかなモードに崩壊した事象サンプルが適する。本研究で対象とした $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊モードはそうした崩壊モードの 1 つであり、詳しくは節 3.1 で説明する。

第 2 章

Belle II 実験

2.1 Belle II 実験

Belle II 実験は、1999 年から 2010 年の間に茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われていた Belle 実験の後継実験であり、2019 年 3 月から本格的に運転が開始された。 B メソン反 B メソンを生成させる SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器を用いて Belle 実験の 50 倍である 50 ab^{-1} の高統計データを収集し、 CP 対称性の破れの測定や稀過程の崩壊モードを探索することにより標準理論を超えた物理の兆候を探ることを目的としている。

2.2 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器は 7 GeV の電子ビームと 4 GeV の陽電子ビームを衝突させる衝突型加速器である。 B メソン反 B メソン対を効率的に生成するよう、重心エネルギーは目的に最適な $\Upsilon(4S)$ の質量 10.58 GeV を中心に 9.4 GeV ~ 11.1 GeV の範囲に設定できる。図 2.1 に、SuperKEKB 加速器の全体図を示す。

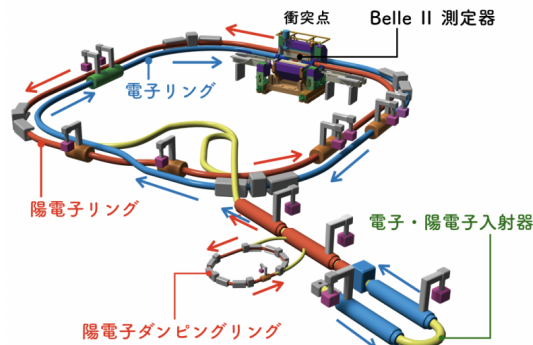


図 2.1 SuperKEKB 加速器

CP 対称性の破れの研究に適した B メソンの崩壊モードの分岐比は 10^{-4} から 10^{-6} と非常に小さいため、母集団となる B メソンの生成と崩壊を記録した高統計データが必要である。Belle II 実験は先代の Belle 実験の約 50 倍となる 50 ab^{-1} のデータを集めることを目標としているため、SuperKEKB 加速器では KEKB 加速器の 40 倍である $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のルミノシティを目指して設計されている。ルミノシティとは衝突型加速器の物理事象発生能力を表す指標である。単位時間当たり生じる事象数を Y 、反応断面積を σ 、ルミノシティを \mathcal{L} とすると、式 (2.1) となる。

$$Y = \sigma \mathcal{L} \quad (2.1)$$

また、ルミノシティは加速器を設計する際のパラメータを用いて式 (2.2) のように記述できる。

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}\right) \frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \frac{R_L}{R_{\xi_y}} \quad (2.2)$$

ここで、 $*$ は衝突点での値、 \pm は $+$ が陽電子ビーム、 $-$ が電子ビームに対応する。 γ_{\pm} はローレンツファクターで重心系のエネルギーを選択すると決まる値である。 e は電気素量、 r_e は古典電子の半径である。 R_L と R_{ξ_y} はそれぞれ交差角度と衝突前後でビームサイズが広がる砂時計効果によるルミノシティの縮小係数と生じる垂直ビームパラメータの縮小係数を表す。また I はビーム電流、 $\xi_{y\pm}$ は垂直方向ビームビームパラメータ、 $\beta_{y\pm}^*$ は衝突垂直方向ベータ関数であり、ルミノシティを向上させるためには、 I 及び ξ_{\pm} を大きく、 $\beta_{y\pm}^*$ を小さくすると良いことがわかる。故に SuperKEKB 加速器では KEKB 加速器よりもビーム電流 I を 2 倍にし、ナノ・ビーム・スキームを採用することによって $\beta_{y\pm}^*$ を 20 分の 1 にすることで KEKB 加速器の 40 倍のルミノシティを得ようとしている。

ナノ・ビーム・スキームの概念図を図 2.2 に示す。ビームを強く絞り込み、水平方向に大きな交差角を持たせて電子や陽電子のバンチが衝突する領域 d を小さくさせ、ビーム交差領域のサイズをベータ関数の値よりも小さくすることにより高ルミノシティの実現を図る。SuperKEKB では交差角を 83 mrad とし、最終的にビームサイズは水平方向に $10 \mu\text{m}$ 、垂直方向に 50 nm まで絞る計画である。

Nano-Beam Scheme

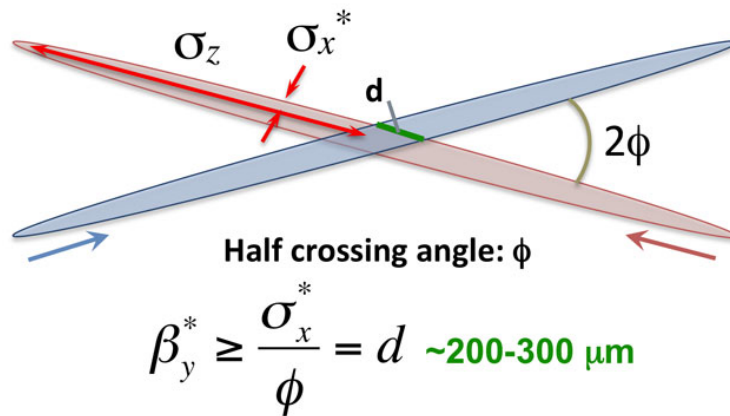


図 2.2 ナノ・ビーム・スキームの概念図

2.3 Belle II 検出器

Belle II 検出器は、生成した粒子の運動量、エネルギー、生成点や崩壊点を測定するとともにその粒子の種類を識別することを目的とした、高さ、幅、奥行 8 m の汎用型検出器である。各検出器は以下で説明する。

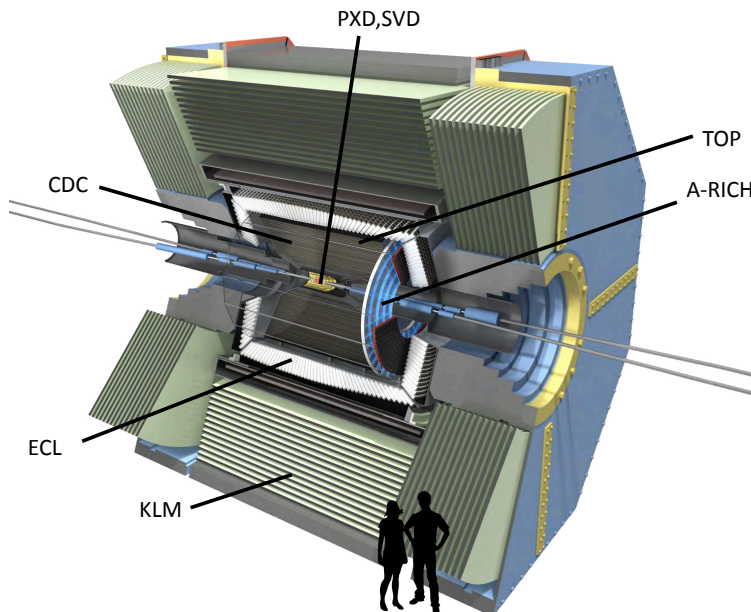


図 2.3 Belle II 検出器

2.3.1 バーテックス検出器 (VXD)

VXD は Belle II 検出器の衝突点のビームパイプを取り囲むように設置した、粒子の崩壊点位置を測定する検出器である。2 層のピクセル検出器 (PXD) とその外側に 4 層のシリコンバーテックス検出器 (SVD) で構成されている。図 2.4 に VXD の断面図、図 2.5 に VXD センサーの配置を示す。下部に PXD が 2 層 (1+2 layer) あり、その上の 4 層 (2 ~ 4 layer) が SVD である。

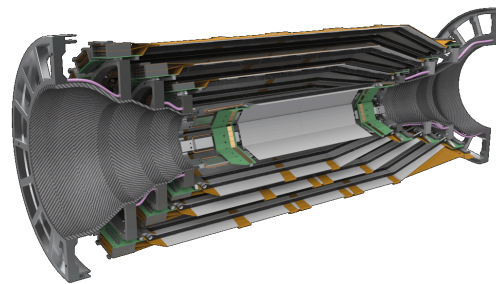


図 2.4 VXD の概略図

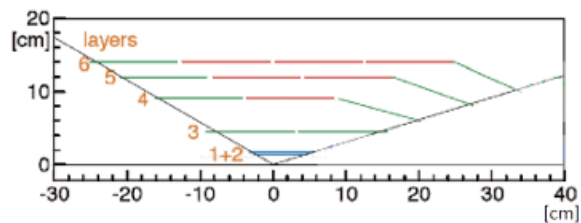


図 2.5 VXD センサーの配置図

ピクセル検出器 (PXD)

PXD は崩壊点位置を測定する検出器のうち、もっとも内側の 1 層目と 2 層目にあたる検出器である。衝突点から 14 mm に 8 台、22 mm に 12 台の DEPFET センサーラダーが設置を設計する設計である。ただし、2019 年のインストール時から現在までは距離 22 mm の位置はそのうちの 1 台のみを配置した状態でデータを収集している。用いられている DEPFET (DEpleted Field Effect Transistor) センサーは電場効果型トランジスタを応用したピクセルセンサーである。DEPFET センサーとその構造は図 2.6 で示す。荷電粒子がシリコン内を通過することによって電子・正孔対が作られる。その信号電荷を集める構造が FET となっているもので、厚みを 50 μm まで削減し、既存の半導体検出器よりも格段に物質量を低くすることを可能にした。

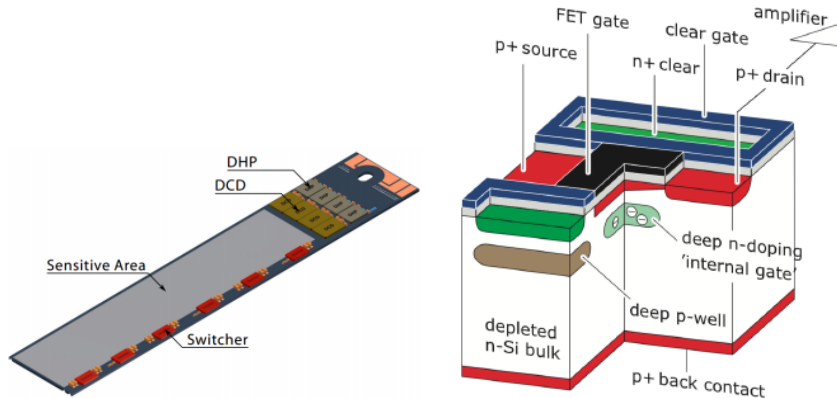


図 2.6 DEP-FET センサーと DEP-FET の構造

シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD は PXD よりも外側で荷電粒子の通過位置を測定する。両面にストリップを持つ半導体検出器である DSSD(Double-sided Silicon Strip Detector) センサーを用いている。DSSD センサーは図 2.7 で示すように n 型半導体と p 型半導体がそれぞれ並んでいる構造になり、これによって 2 次元の情報を得ることができる。SiO₂ 被膜との境界面に電子が集まりやすいため、n 型半導体同士の間には p 型の半導体をはさんで絶縁している。

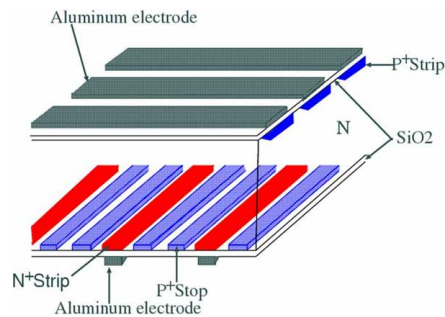


図 2.7 DSSD センサーの構造

また、各層の SVD は図 2.8 で示すような、DSSD、断熱材、読み出し集積回路、折り紙フレキシブル基盤などで構成されている。内側から順に 7、10、12、16 台設置されている。

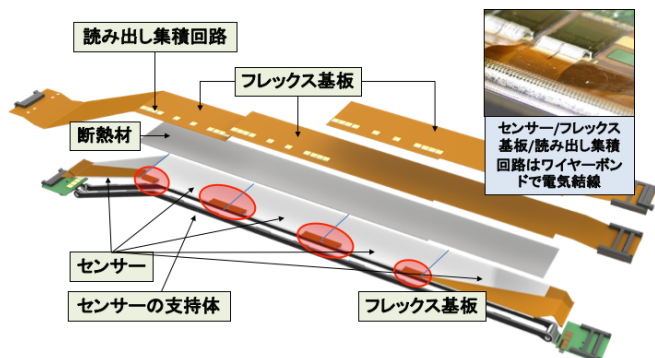


図 2.8 SVD のラダーの構成

2.3.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC は荷電粒子の飛跡を検出し、その磁場中での曲率から運動量を測定するとともに、有感領域をなすガス中を通過する際のエネルギー損失も測定することにより、荷電粒子を識別する情報を与える役割を果たす検出器である。CDC を通過中の荷電粒子は超電導ソレノイド電磁石 (節 2.3.5 にて説明) が作る 1.5 T の磁場によるローレンツ力を受けており、その飛跡はらせん軌道になる。その曲率半径から運動量を求める。外側の半径 113 cm、内側の半径 16 cm の円筒形状内に直径 30 μm の金メッキタングステン製のセンスワイヤーが 14336 本、直径 220 μm のアルミニウム合金製のフィールドワイヤーが 43340 本、計 56576 本の金属ワイヤーを張ったドリフトチェンバーになっている。使われているガスはヘリウムとエタンが 1:1 の混合ガスである。荷電粒子がチェンバー内を通過すると、充填されているガス分子がイオン化されて生じた電子がフィールドワイヤーで形成された電場によってセンスワイヤーへドリフトする。ワイヤー近傍で電子雪崩によって増幅が起き、電気信号として読み出される。その電気信号から電子のドリフト時間を測定することにより荷電粒子の通過位置が分かる。それらが軌道としてパターン認識できるものをフィットして飛跡が決まる。センスワイヤーは z 軸に対し平行に張られているものと斜めにして張られているものがあり、これによって荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成することが可能となる。図 2.9 の実線と点線はそれぞれ z 軸に平行に張られたワイヤーと斜めに張られたワイヤーを示す。

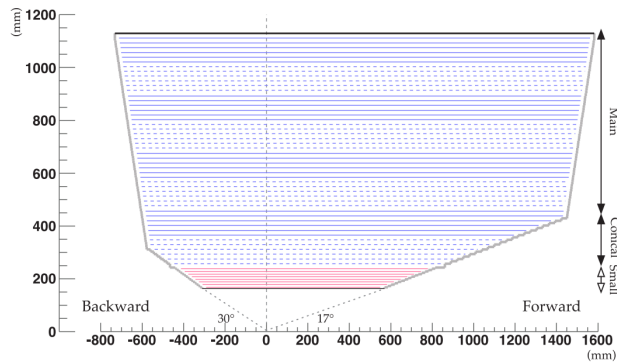


図 2.9 CDC の半断面図

2.3.3 粒子識別検出器

粒子識別検出器は荷電粒子のうちでも分離が必ずしも容易ではない K と π の識別を行う。パレル部には TOP カウンター、エンドキャップ部分にはエアロゲル RICH カウンターを設置し、いずれもチェレンコフ光を利用するものである。

TOP カウンター (TOP)

TOP は $2.7 \text{ cm} \times 45 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ の石英輻射体と光検出器 MCP-PMT で構成されており、Belle II 検出器の円筒部に 16 台設置されている。光速に近い荷電粒子が石英輻射体の中に入射するとチェレンコフ光が発生する。チェレンコフ光は輻射帯内部で全反射して端面の光検出器まで伝播し、そこで MCP-PMT で検出される。TOP カウンター概要図とその動作原理を図 2.10 に示す。運動量が同じでも粒子の種類、すなわち質量が異なると速さに違いが生じる。それにより、チェレンコフ光の放射角の違いで石英版内の経路に差が生じて伝搬時間が異なることを利用する。そこで MCP-PMT に到達した経路・時間の差を測定する。これに基づき、全反射したチェレンコフ光の角度 θ_C を再構成し、

$$\cos \theta_C = \sqrt{m^2 + p^2}/np \quad (2.3)$$

より、質量が決まり粒子を識別することができる。このとき n は輻射体の屈折率であり、 p は粒子の運動量である。

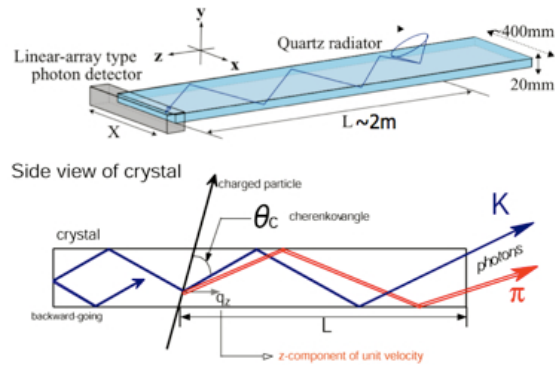


図 2.10 TOP とその動作原理

エアロゲル RICH カウンター (ARICH)

ARICH はシリカエアロゲルを輻射体とし、そこで発生するチェレンコフ光を検出する光検出器に HAPD を使用する、内径 425 mm 外径 1140 mm のドーナツ型の検出器であり、Belle II 検出器の前方エンドキャップ部に設置されている。シリカエアロゲルは 90 % の空気を含む SiO_2 を主成分とするゲル素材であり、製造時に空気の占有率で屈折率を 1.01 ~ 1.06 程度の範囲で調節することが可能である。ARICH は図 2.11 のように輻射体に荷電粒子が通過することで円錐状に発生したチェレンコフ光を光検出器で検出する。検出した光子からリングイメージを形成し、そのリングの半径から放射角 θ_C を得る。そして、TOP カウンターと同様に式 (2.3) で求めた質量から粒子が識別できる。

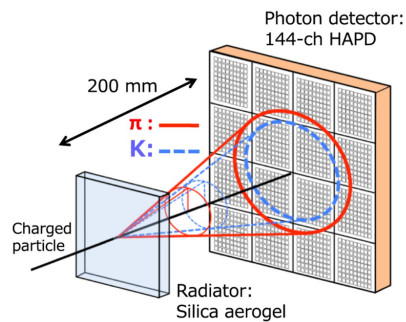


図 2.11 ARICH の識別原理

2.3.4 電磁カロリメーター (ECL)

ECL は断面が $5.5 \text{ cm} \times 5.5 \text{ cm}$ 、長さ 30 cm の CsI(Tl) 結晶シンチレータを検出体とし、入射粒子のエネルギー損失に起因するシンチレーション光を PIN-PD で読みだす構成の、光子や電子のエネルギー測定を行う検出器である。シンチレータは前方エンドキャップ部に 1152 本、バレル部に 6624 本、後方エンドキャップ部に 960 本の計 8736 本

で衝突点を囲んでいる。図 2.12 に ECL の断面図を示す。結晶に光子や電子が入射すると電子陽電子対生成や制動放射によって電磁シャワーを生成し、エネルギーを失う。そしてエネルギー損失に比例したシンチレーション光を発生し、その光を検出することで粒子のエネルギーを測定する。CsI(Tl) 結晶の長さ 30 cm は $16 X_0$ ($16 X_0$ は放射長: Radiation length) に対応し、電磁シャワーを吸収するのに十分な厚みを確保する。 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 事象で確認されたエネルギー分解能は約 1.8 % である。

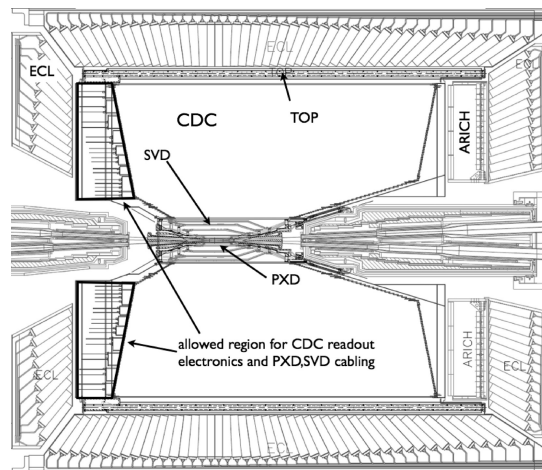


図 2.12 ECL の断面図

2.3.5 超伝導ソレノイド

超伝導ソレノイドは ECL の外側に設置されており、超伝導状態で $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ の断面積の電線に 4160 A という大電流を流すことにより、その内部に 1.5 T の磁場を形成する。コイルはニオブチタン合金でできており、液体ヘリウムによって -268 度まで冷却することで超伝導状態を作っている。

2.3.6 K_L^0 及び μ 粒子検出器 (KLM)

KLM は最外層のバレル部とエンドキャップ部に設置されている検出器で、 K_L^0 の検出と μ の同定を目的としている。4.7 cm の鉄板を 14 層設置し、その間に設けた 4.4 cm の隙間に検出器をはさむような構造になっている。検出器はバックグラウンドが比較的低いバレル部の内側から 3 層目とその外側では Resistive Plate Counter (RPC) と呼ばれるガスチェンバーが使われ、その他の部位はプラスチックシンチレータとピクセル型ガイガーモード APD 光検出器が用いられている。鉄板を何層にもわたって貫く飛跡は μ 粒子と同定できる。CDC で再構成された飛跡を外接したものと一致せず、検出器ヒットのクラスターを形成しているものが K_L^0 候補となる。

2.3.7 トリガーとデータ収集システム (DAQ)

トリガーは Belle II の各検出器からの信号を用いて収集したい物理事象を取捨選択する電子回路である。Belle II 実験ではファームウェアの更新により論理の組み換えが可能な FPGA なる LSI 素子を組み込んだ Universal Trigger board 3(UT3) が使われ、先代の Belle 実験と比べてハードウェアの交換なしにトリガーロジックを変更できる。図 2.13 にトリガーシステムの概略図を示す。ECL から全エネルギーまたはクラスターカウンティングによる CDC から飛跡が存在するときと同じワイヤーヒットのパターンを見出すことによるトラックトリガーを独立したサブトリガーとする。それをもとに Global Reconstruction Logic (GRL) で各サブトリガー情報を集めてマッチングや光子や電子の同定を行う。そして Global Decision Logic (GDL) で受け取った情報の遅延を揃え、物理事象から取捨選択して L1 トリガーと呼ばれる信号を出すことによってデータ収集が開始される。

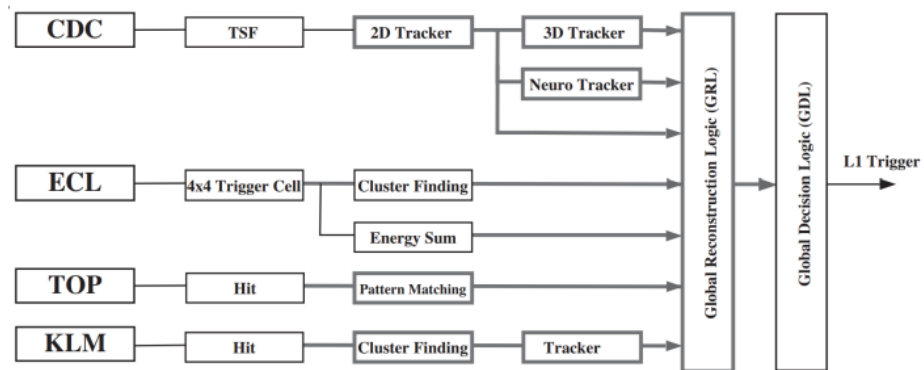


図 2.13 トリガーシステムの概略を示すブロックダイアグラム

DAQ はトリガーによってデータ収集が開始されたとき、Belle II 測定器の各検出器からの大量のデータを取りまとめるシステムである。図 2.14 にデータ収集システムの全体図を示す。PXD は専用の読み出し回路を用い、それ以外は各々のフロントエンド電子回路でデジタル化した信号を COPPER なる規格のバックグラウンド回路でバックグラウンド回路で受け取り、読み出し PC を介して単位 of データを構築する Event Builder 1 に送る。それを High Level Trigger(HLT) でイベントの再構成を行う。その結果と PXD のデータを Event Builder 2 で組み合わせ、記録すべきイベントデータが確定する。

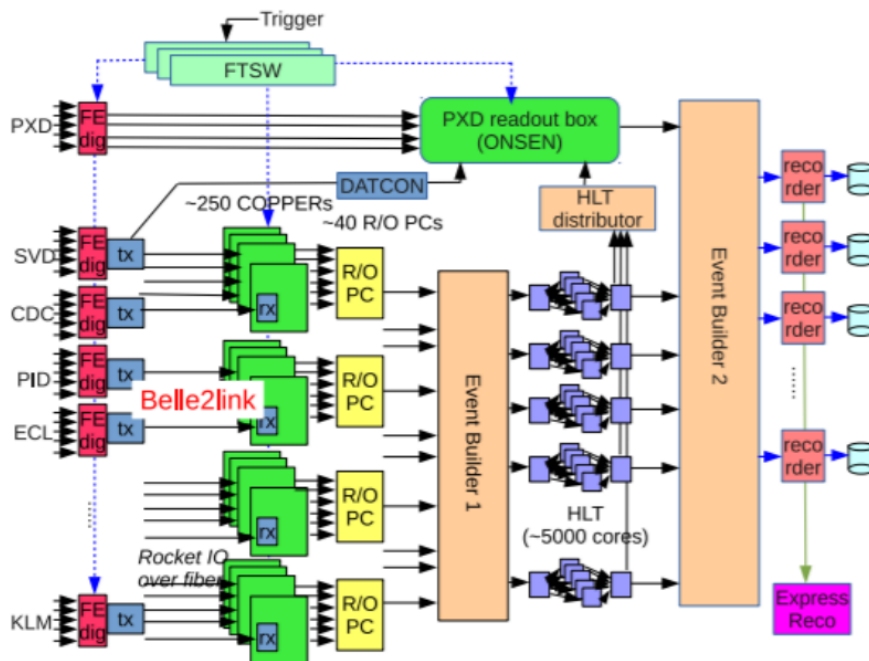


図 2.14 データ収集システムの全体図

データ収集システムにより、事象ごとに ROOT フォーマットに整えられた生データは計算科学センター中央計算機システム (KEKCC) に送られる。グリッドコンピューティングに基づく分散処理環境を用いて、生データ物理解析の対象となる粒子の四元運動量を再構成した MDST 形式のデータを作成する。

第3章

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊による解析手法の較正

3.1 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊モード

本研究では崩壊点位置分解能の評価やフレーバータグの較正に適している $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ を用いている。この崩壊モードは K^{*0} の崩壊で生じる K メソンの電荷により、 B^0 または \bar{B}^0 の区別が明らかな flavor specific 崩壊と呼ばれる崩壊モードの1つである。図 3.1 に $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊のダイアグラムを示す。

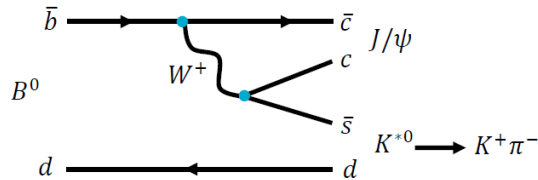


図 3.1 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ のダイアグラム

擬スカラー粒子である B メソンから J/ψ と K^{*0} という2つのベクトル粒子への崩壊であるため、角運動量保存より終状態は J/ψ と K^{*0} の間の相対運動における軌道角運動量 L は $0, 1, 2$ が可能で、一般にこれら3つの線形結合である。ここから基底を変換すると、 H_+ および H_- と表記される2つの横偏極と、 H_0 と表す1つの縦偏極からなるヘリシティ基底になる。evtgen プログラム [1] における該当するモデル、SVV_HELAMP はヘリシティ基底の表記である。一方、Particle Data Group (PDG) に記載されている $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の測定はトランスバーシティ基底と呼ばれる $A_{\parallel}, A_{\perp}, A_0$ という3つの崩壊振幅での表記である。ヘリシティ基底からトランスバーシティ基底の変換は以下の関係式で表される。

$$A_{\parallel} = \frac{H_+ + H_-}{\sqrt{2}} \quad (3.1)$$

$$A_{\perp} = \frac{H_+ - H_-}{\sqrt{2}} \quad (3.2)$$

$$A_0 = H_0 \quad (3.3)$$

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊の信号事象をモンテカルロ (Monte Carlo, MC) シミュレーションで生成する際は、PDG に記載されたトランスバーシティ基底の測定結果を上式により、ヘリシティ基底に変換し evtgen プログラムの SVV_HELAMP モデルへの入力値として与えた [2]。理論的表式がヘリシティ基底であるにも関わらず実験データの解析にトランスバーシティ基底が用いるのは、崩壊で生じる粒子の角度分布の関係がより直接的だからである。

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊は K メソンから親粒子が B^0 か \bar{B}^0 かの区別がつくため、フレーバータグの較正に適している。さらに、flavor specific 崩壊モードの中でも、 $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ のように D や D^* のような崩壊寿命が長いことによる崩壊位置ののびがでてくる粒子や Belle II 測定器で検出できないニュートリノを含む崩壊モードではない。その中でも 1.27×10^{-3} と高い崩壊分岐比を持つため、このモードを用いて崩壊点位置分解能を Δt 分布から評価することが可能である。

3.2 Event Reconstruction

本研究ではシグナルモンテカルロシミュレーション (Signal Monte Carlo Simulation) のデータを用いて解析している。Event Generator で事象生成し、GEANT4[3][4] で検出器の応答をシミュレーションしてから実データと同じ形式の生データを出力する。これを実データの処理と同時に荷電粒子の飛跡やカロリメータで検出したクラスターを再構成するソフトウェアで処理し MDST の形式のデータにする。 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ のデータを再構成するときの選別条件を表 3.1 に示す [2]。

表 3.1 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成における粒子の選別条件

粒子	選別条件
μ	Likelihood Ratio > 0.2 $ dr < 2$ cm $ dz < 5$ cm
K	Likelihood Ratio > 0.6 $ dr < 2$ cm $ dz < 5$ cm
π	Likelihood Ratio > 0.6 $ dr < 2$ cm $ dz < 5$ cm
$J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)$	$3.05 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu^+\mu^-} < 3.15 \text{ GeV}/c^2$
$K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$	$0.817 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 0.967 \text{ GeV}/c^2$
B^0	$-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$ $5.27 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$

粒子識別の Likelihood は、SVD、CDC、TOP、ARICH、ECL、KLM の情報を組み合わせて計算される。SVD と CDC で測定された粒子のエネルギー損失 dE/dx 、また CDC で測定された飛跡からの運動量、TOP での粒子の飛行時間とチェレンコフ光の分布、ARICH ではチェレンコフ光からの分布の確率密度より行われている。また、CDC で測定された運動量と ECL から測定されたエネルギーから電子の識別、KLM でのヒット位置と内部の検出器の飛跡の位置の違い、KLM で何層ヒットされたのかの情報から μ 粒子の識別を行う。粒子で i, j を荷電粒子 e, μ, π, K, p, d を指す 1 から 6 までの値をとる添字とし、粒子識別に使用する物理量の添字を k で表すと、種類 j の粒子に対応する Likelihood \mathcal{L}_j は

$$\mathcal{L}_j = \prod_k \mathcal{P}_k(j) \quad (3.4)$$

で表される。ここで、 $\mathcal{P}_k(j)$ は種類 j の粒子が物理量 k の分布を作る確率密度である。

したがって、種類 j の粒子に対する Likelihood Ratio は式 (3.5) で表すことができる。

$$\text{Likelihood Ratio} = \frac{\mathcal{L}_j}{\sum_{i=1}^6 \mathcal{L}_i} \quad (3.5)$$

$|dr|$ はビーム衝突点 (IP) と飛跡の最近接点間の xy 平面内の距離、 $|dz|$ は IP と飛跡の最近接点間の z 方向の距離を表す。

B メソン候補を再構成するには、Beam Constraint Mass M_{bc} は、Energy Difference ΔE と呼ばれる二つの変数が重要である。 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程は二体反応であり、 $\Upsilon(4S)$

静止系すなわち重心系では、対で生じる B と \bar{B} が、重心系エネルギーを等分し、互いに反対向きに運動するという特別な運動学的条件にある。この二つの変数はこの事実を活用したものであり、その求め方は以下の式に示す。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2} \quad (3.6)$$

$$\Delta E \equiv E_B - E_{\text{beam}} \quad (3.7)$$

E_{beam} はビームの重心系エネルギー、 p_B は重心系での B メソンの運動量、 E_B は重心系での B メソンのエネルギーである。再構成した J/ψ と K^{*0} の質量 M の分布を図 3.2 と図 3.3 を示し、再構成した B^0 の M_{bc} 及び ΔE をそれぞれ図 3.4 と図 3.5 に示す。赤い点線の範囲内が選別条件内である。

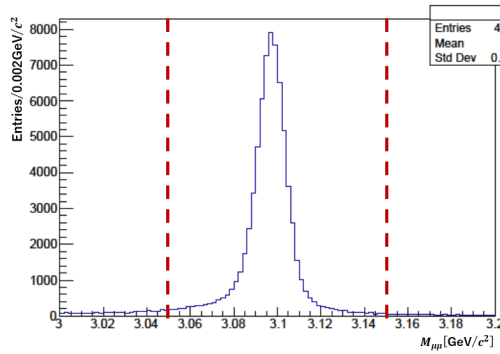


図 3.2 J/ψ の質量 M の分布

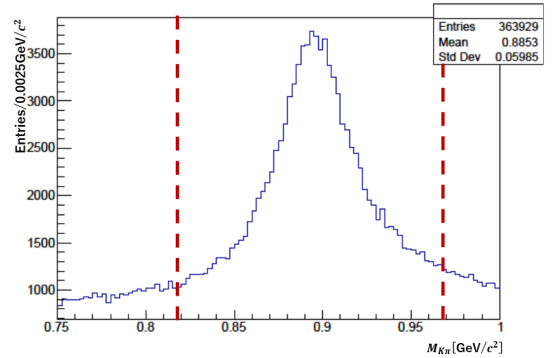


図 3.3 K^{*0} の質量 M の分布

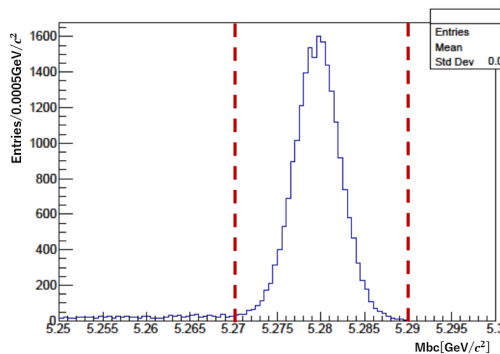


図 3.4 B^0 の不変質量 M_{bc} の分布

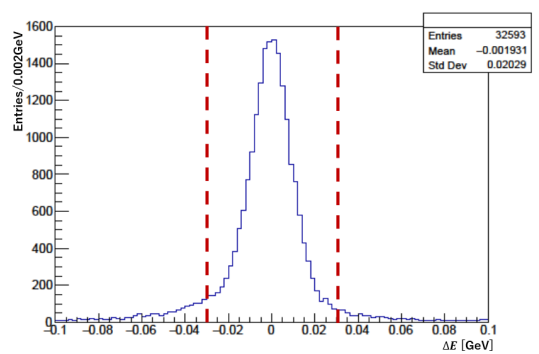


図 3.5 B^0 のエネルギー差 ΔE の分布

3.3 崩壊点再構成

Δt は 2 つの B メソンの崩壊点位置のビーム軸方向の差 Δz から $\Delta t = \Delta z / \beta \gamma c$ により得られる。ここで $\beta \gamma$ は非対称衝突による $\Upsilon(4S)$ の実験室系におけるローレンツブース

ト、 c は光速である。そのため、 Δz の精密な測定は Δt の精度を直接左右する。

崩壊点再構成とは CDC で検出・再構成した荷電粒子の飛跡を VXD に外挿して PXD または SVD のヒットと結びつけ、これらを加えて飛跡をもう一度再構成したものをもとに B メソンの崩壊点位置をコンストレイトフィットにより求めることを指す。崩壊点再構成の例として、図 3.6 に $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ からなる $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ の崩壊を示す。赤線は粒子のらせん状の飛跡を表し、青破線は粒子の運動量ベクトルを表す。なお、この図のスケールは正しく描かれたものではない。

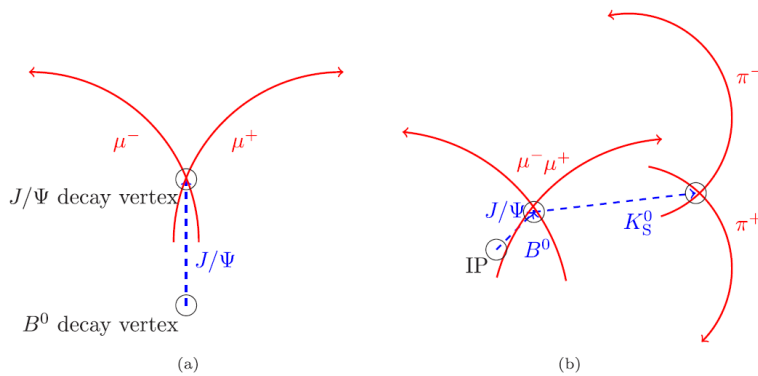


図 3.6 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ 崩壊と $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の描像

終状態の荷電粒子の飛跡で可能な組み合わせを作り、その測定値から位置 x, y, z と運動量 p_x, p_y, p_z 、粒子の飛行長 θ 、エネルギー E の 8 成分のパラメータをフィットにより抽出する。フィットによる抽出では、測定値の誤差や着目した過程に合致する仮説による重みづけを行い、 χ^2 を最小化する方法をとる。その χ^2 に対応する p-value が決められた値未満であれば棄却して、別の飛跡の組み合わせをするフィットが行われる。崩壊点を求める際は娘粒子の飛跡に対して、 x, y, z を同一の値に束縛させてフィットする。

崩壊した 2 つの B メソンは異なるソフトウェアを使用しており、 CP 側では Tree fitter[5]、タグ側では Rave[6] を用いた。どちらも崩壊点と粒子の生成点の間の長さである飛行長を考慮しているが、Treefitter ではその量を得ることができる。また、Tree fitter は B メソンの崩壊チェーン全てを入力とする仕様である。それに対し Rave ではフィットに入れる飛跡を任意に選ぶことができ、そこから中間粒子の崩壊点を取り出すことができるという特徴がある。

3.4 フレーバータグ

時間依存 CP 非保存の測定では、 CP 側すなわち CP 固有状態へ崩壊した B メソンを再構成し、同一事象中の終状態の粒子のうち CP 側の娘粒子を除いた残りから、他方であるタグ側の B メソンのフレーバーを識別する。これをフレーバータグと呼ぶ。

フレーバータグの較正を行う場合、Flavor 側 (CP 側に相当) の正解のフレーバーを

知っている必要がある。そのため、 B^0 または \bar{B}^0 の区別が明らかな Flavor specific 崩壊モードを用いるのが適当である。較正の手順を以下に示す。

1. 親の B メソンのフレーバーがわかる崩壊モード f_{flv} を再構成する。
2. 同一事象中で再構成した f_{flv} の娘粒子を除いた粒子でタグ側の B メソン f_{tag} のフレーバータグを行う。
3. タグ側の B メソンのフレーバーが再構成した側のフレーバーと同じ事象 (SF: Same Flavor)、あるいは違う事象 (OF: Opposite Flavor) の時間発展非対称度よりフレーバー誤認率 w を求める。

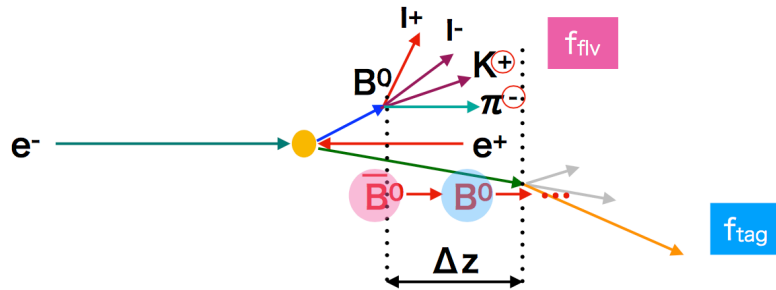


図 3.7 フレーバータグの測定

3.4.1 フレーバータグアルゴリズム

中性 B メソンが \bar{B}^0 であったときその崩壊生成物として現れる娘粒子の種類、運動量と電荷には以下のようなものがある。 B^0 であれば全て娘粒子の電荷の符号が逆転する。

- 高い運動量で $-$ の電荷を持ったレプトン
- 中程度の運動量で $+$ の電荷を持ったレプトン
- 中程度の運動量で $-$ の電荷を持った K
- 低い運動量で $+$ の電荷を持った π
- 高い運動量で $-$ の電荷を持ったハドロン
- p と π から再構成される Λ バリオン

同一事象中に現れた粒子の情報を統合して事象単位の \bar{B}^0 または B^0 の識別を行う指標となる量を計算するための多変量解析アルゴリズムの一種である Fast Boosted Decision Tree を用いている。

概略図を図 3.8 と図 3.9 に示す。再構成された粒子ごとに専用の List が作られ、その特定の粒子の情報にあった Rest of Event (ROE) の飛跡の情報をそれぞれのカテゴリーに対して与える。そして ECL クラスタや KLM クラスタの粒子の運動量や電子、 μ 粒子の同定の情報とともにフレーバータグの入力変数が計算される。Event level ではカ

テゴリーごとに正しいフレーバーを与える確率を出力する。Combiner では粒子の電荷と Event level で出力された確率を用いて $q \cdot r$ 値を出力する。ここで q はフレーバーを表し、 $q = 1$ で B^0 、 $q = -1$ で \bar{B}^0 を表す。また、 r はフレーバー希釈係数と呼び、 $r = 1 - 2w$ で計算され、識別されたフレーバーの確からしさを $0 < r < 1$ の範囲で表す。

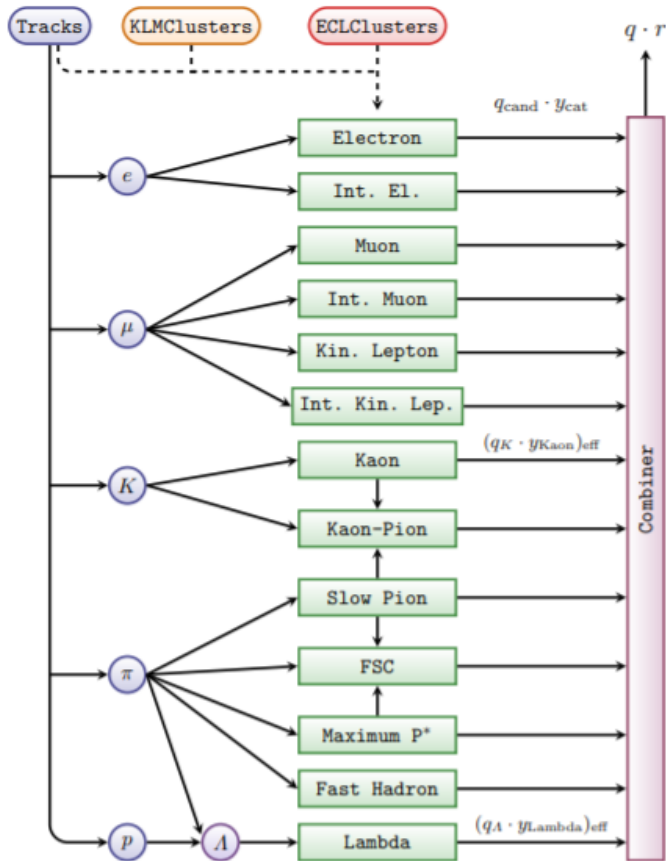


図 3.8 カテゴリーごとのフレーバータグ

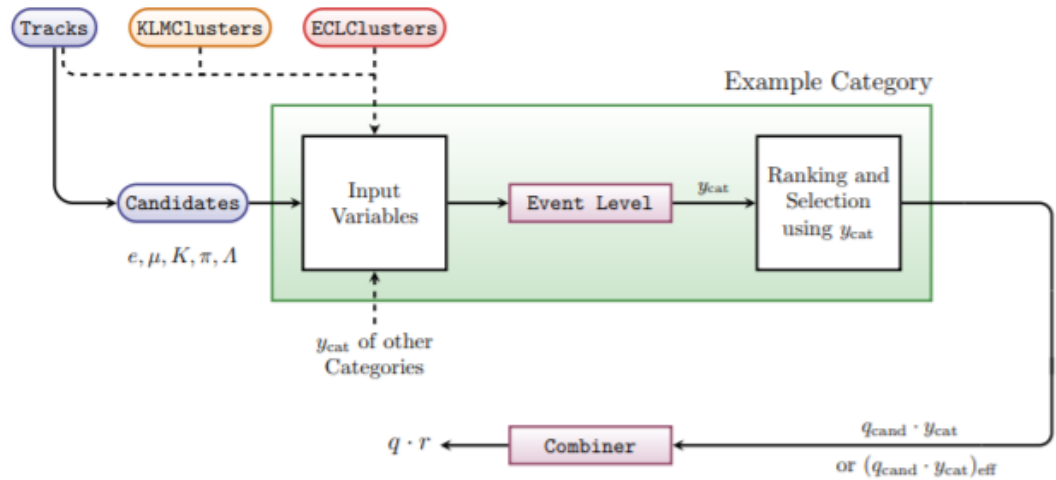


図 3.9 フレーバータグの出入力の流れ

3.4.2 フレーバー誤認率

上で説明したフレーバータグアルゴリズムを実行して得たフレーバーは真のフレーバーと異なる結果を得る場合がある。こういったフレーバーを間違える確率をフレーバー誤認率 (Wrong Tag Fraction, w) と呼び、その範囲は $0 < w < 0.5$ で表される。この章ではフレーバー誤認率を求めるために、再構成された事象数の中から、MC シミュレーション情報からの真のフレーバーとフレーバータグによるフレーバーが間違っている割合を計算をおこなう。そこで、MC シミュレーションの情報 (図 3.10、以下 MC の qr 分布と呼ぶ) とフレーバータグを実行した結果を q と r の積で表した分布 (図 3.11、以下フレーバータグによる分布と呼ぶ) を比較して、MC シミュレーションで $B^0(q = 1)$ のとき、または $\overline{B^0}(q = -1)$ のときにフレーバータグによって示したフレーバーが間違っている事象数を数える必要がある。

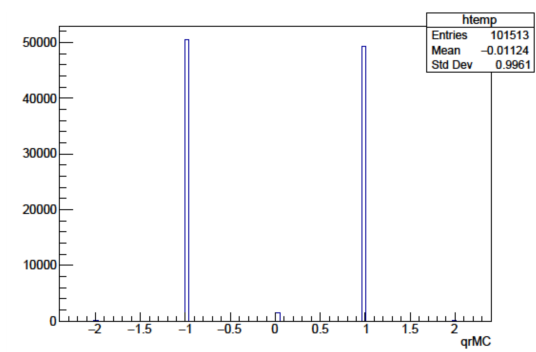


図 3.10 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の MC の qr 分布

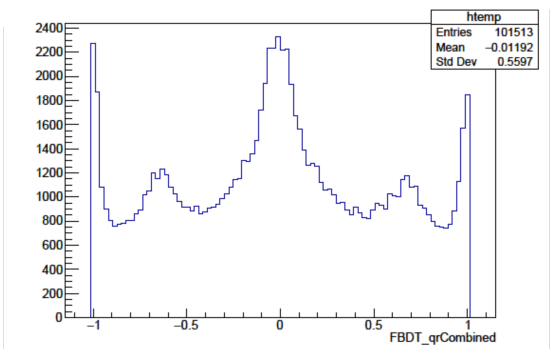


図 3.11 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊のフレーバータグによる qr 分布

図 3.12 に $\bar{B}^0 (q = -1)$ で生成された事象のフレーバータグの結果、図 3.13 に $B^0 (q = 1)$ で生成された事象のフレーバータグの結果をそれぞれ q と r の積の分布で示す。

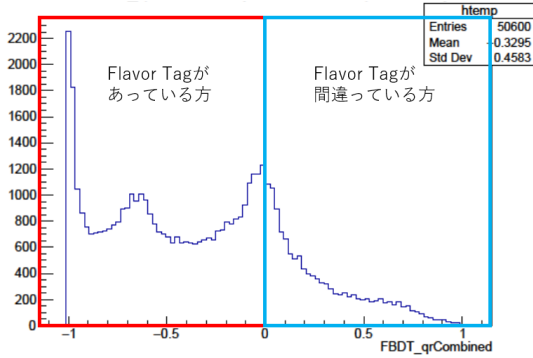


図 3.12 $\bar{B}^0 (q = -1)$ で生成された事象のフレーバータグの結果

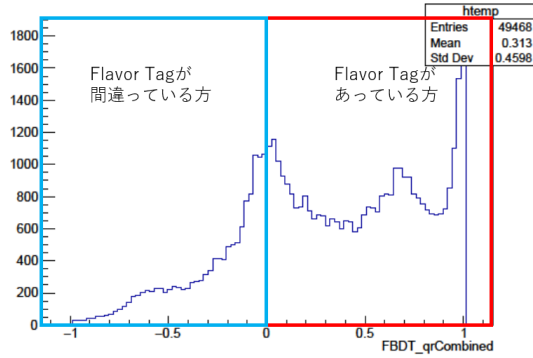


図 3.13 $B^0 (q = 1)$ で生成された事象のフレーバータグの結果

MC シミュレーションで B^0 が真のときのフレーバー誤認率 w^+ 、 \bar{B}^0 が真のときのフレーバー誤認率 w^- としてその計算式をそれぞれ式 (3.8) と式 (3.9) に示す。そこから全体のフレーバー誤認率 w は w^+ と w^- の加重平均にて求める。また、 w^+ と w^- の差として Δw を式 (3.10) に示す。

$$w^+ = \frac{N(q = -1 \text{ と間違って判別})}{N(q = 1)} \quad (3.8)$$

$$w^- = \frac{N(q = 1 \text{ と間違って判別})}{N(q = -1)} \quad (3.9)$$

$$\Delta w = w^+ - w^- \quad (3.10)$$

次にフレーバータグの性能を表す Effective Tagging Efficiency ϵ^{eff} の計算式を式 (3.11) に示す。 ϵ は再構成された事象からフレーバータグによる識別が行われた確率を示す。

$$\epsilon^{\text{eff}} = \epsilon r = \epsilon(1 - 2w)^2 \quad (3.11)$$

Effective Tagging Efficiency は式 (1.12) と式 (1.13) の S と A の誤差の逆数に比例するため、Effective Tagging Efficiency を大きくすることは CP 非保存の精密測定のために重要である。時間依存 CP 非対称性の測定において、Effective Tagging Efficiency の向上は重要である。

式 (3.12) は例としてデータサンプルを r の値でビンを 2 つに分けたときの Effective Tagging Efficiency の変化を表す。これにより、一般的にはビンを適切に分けることで Effective Tagging Efficiency が良くなるのが分かる。

$$\sum_{i=1,2} \epsilon_i r_i^2 = \epsilon r^2 + \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 (r_1 - r_2)^2}{\epsilon} \geq \epsilon r^2 \quad (3.12)$$

この研究ではビン分けはそれぞれ $0.1 < r < 0.25$ 、 $0.25 < r < 0.5$ 、 $0.5 < r < 0.625$ 、 $0.625 < r < 0.75$ 、 $0.75 < r < 0.875$ 、 $0.875 < r < 1.0$ の $l=1$ から 6 のビンに分ける。
 r ビンを示す添え字を l として ϵ_l 、 w_l 、 Δw_l 、 ϵ_l^{eff} 計算結果を表 3.2 に示す。

表 3.2 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊モードの結果

l	r	ϵ_l	w_l	Δw_l	ϵ_l^{eff}
1	0.100 - 0.250	0.1642 ± 0.0011	0.3927 ± 0.0038	$+0.0237 \pm 0.0076$	0.0076 ± 0.0004
2	0.250 - 0.500	0.1963 ± 0.0012	0.2971 ± 0.0032	$+0.0133 \pm 0.0065$	0.0323 ± 0.0008
3	0.500 - 0.625	0.1058 ± 0.0010	0.2081 ± 0.0039	$+0.0308 \pm 0.0078$	0.0360 ± 0.0008
4	0.625 - 0.750	0.1154 ± 0.0010	0.1445 ± 0.0032	-0.0002 ± 0.0065	0.0584 ± 0.0009
5	0.750 - 0.875	0.0867 ± 0.0009	0.0885 ± 0.0030	-0.0090 ± 0.0061	0.0587 ± 0.0009
6	0.875 - 1.000	0.1423 ± 0.0011	0.0241 ± 0.0013	$+0.0049 \pm 0.0026$	0.1289 ± 0.0011

したがって、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊モードの Effective Tagging Efficiency は全ての r ビンに対して総和をとり、 $\epsilon^{\text{eff}} = 0.3220 \pm 0.0020$ となった。

CP 対称性の破れの解析において、様々な崩壊モードでフレーバータグが行われる。つまり崩壊の終状態の粒子の数や、flavor specific 状態と CP 固有状態の違いがあるがそうした差異にフレーバータグが影響を受けないのが望ましい。そこで $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ と $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ の三つのモードについても同様に調べた。その qr 分布と計算結果を以下に示す。

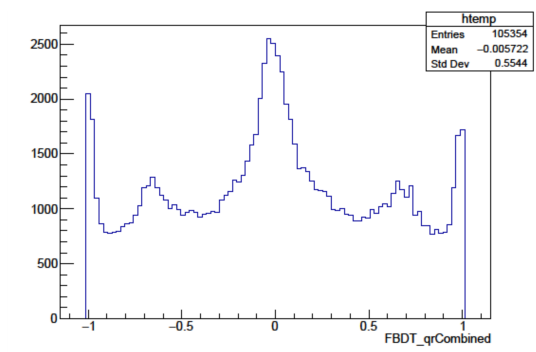


図 3.14 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 崩壊モードのフレーバータグによる qr 分布

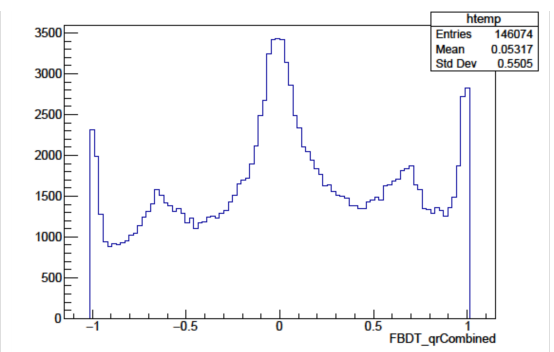


図 3.15 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊モードのフレーバータグによる qr 分布

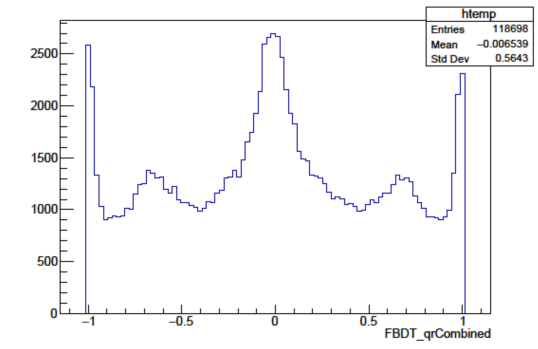


図 3.16 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊モードのフ
レーバータグによる分布

表 3.3 $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 崩壊モードの結果

l	r	ϵ_l	w_l	Δw_l	ϵ_l^{eff}
1	0.100 - 0.250	0.1647 ± 0.0011	0.3972 ± 0.0037	$+0.0217 \pm 0.0074$	0.0070 ± 0.0004
2	0.250 - 0.500	0.2015 ± 0.0012	0.2874 ± 0.0031	$+0.0039 \pm 0.0062$	0.0364 ± 0.0008
3	0.500 - 0.625	0.1056 ± 0.0009	0.1974 ± 0.0038	$+0.0229 \pm 0.0076$	0.0387 ± 0.0008
4	0.625 - 0.750	0.1182 ± 0.0010	0.1447 ± 0.0032	-0.0004 ± 0.0063	0.0597 ± 0.0009
5	0.750 - 0.875	0.0863 ± 0.0009	0.0753 ± 0.0028	-0.0090 ± 0.0055	0.0623 ± 0.0008
6	0.875 - 1.000	0.1350 ± 0.0011	0.0170 ± 0.0011	$+0.0033 \pm 0.0022$	0.1260 ± 0.0011

表 3.4 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊モードでの結果

l	r	ϵ_l	w_l	Δw_l	ϵ_l^{eff}
1	0.100 - 0.250	0.1680 ± 0.0010	0.3997 ± 0.0032	$+0.0128 \pm 0.0064$	0.0068 ± 0.0003
2	0.250 - 0.500	0.2007 ± 0.0010	0.2904 ± 0.0027	$+0.0034 \pm 0.0054$	0.0353 ± 0.0007
3	0.500 - 0.625	0.1088 ± 0.0008	0.2014 ± 0.0032	$+0.0214 \pm 0.0065$	0.0388 ± 0.0007
4	0.625 - 0.750	0.1166 ± 0.0008	0.1453 ± 0.0027	$+0.0137 \pm 0.0055$	0.0587 ± 0.0008
5	0.750 - 0.875	0.0866 ± 0.0007	0.0812 ± 0.0025	$+0.0064 \pm 0.0050$	0.0607 ± 0.0007
6	0.875 - 1.000	0.1352 ± 0.0009	0.0180 ± 0.0010	$+0.0021 \pm 0.0019$	0.1257 ± 0.0009

表 3.5 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊モードでの結果

l	r	ϵ_l	w_l	Δw_l	ϵ_l^{eff}
1	0.100 - 0.250	0.1614 ± 0.0011	0.4008 ± 0.0035	$+0.0268 \pm 0.0071$	0.0064 ± 0.0003
2	0.250 - 0.500	0.1970 ± 0.0012	0.2954 ± 0.0030	$+0.0081 \pm 0.0060$	0.0330 ± 0.0007
3	0.500 - 0.625	0.1051 ± 0.0009	0.2044 ± 0.0036	$+0.0257 \pm 0.0072$	0.0368 ± 0.0007
4	0.625 - 0.750	0.1161 ± 0.0009	0.1563 ± 0.0031	$+0.0100 \pm 0.0062$	0.0549 ± 0.0008
5	0.750 - 0.875	0.0890 ± 0.0008	0.0892 ± 0.0028	$+0.0009 \pm 0.0055$	0.0601 ± 0.0008
6	0.875 - 1.000	0.1459 ± 0.0010	0.0203 ± 0.0011	$+0.0029 \pm 0.0022$	0.1343 ± 0.0010

以上をまとめた Effective Tagging Efficiency を表 3.6 に示す。また、Belle 実験が flavor specific モードの実験データサンプルで決定した Effective tagging efficiency を表 3.7 で示す。

表 3.6 崩壊モード別の Effective Tagging Efficiency

	ϵ_l^{eff}
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	0.3220 ± 0.0020
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	0.3300 ± 0.0020
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.3259 ± 0.0017
$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	0.3253 ± 0.0019

表 3.7 Belle 実験での実データ [9]

	ϵ_l^{eff}
Belle (SV1)	0.284 ± 0.010
Belle (SV2)	0.301 ± 0.004

これらを図 3.17 に示す。

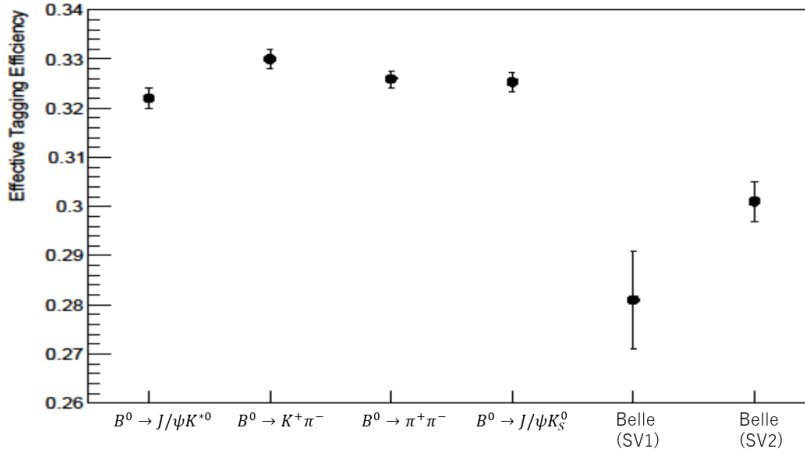


図 3.17 崩壊モード別の Effective Tagging Efficiency

Effective tagging efficiency は最高の $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ モードと最低の $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ モードで 0.008 の差がある。 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ と $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ が独立だとすると統計誤差の約 2.8 倍であるが、Belle 実験の較正で得た統計精度と比較すると大きなバイアスを持つ差ではない。Belle II 実験でのフレーバーの較正において、 1 ab^{-1} までのデータ量であれば大きな問題はない。

3.5 Opposite Flavor-Same Flavor 時間発展非対称度の吟味

時間発展の Opposite Flavor-Same Flavor 非対称度 A_{OFSF} を式 (3.13) で表す。

$$\begin{aligned}
 A(\Delta t) &= \frac{N_{\text{OF}}(\Delta t) - N_{\text{SF}}(\Delta t)}{N_{\text{OF}}(\Delta t) + N_{\text{SF}}(\Delta t)} \\
 &= (1 - 2w) \cos(\Delta m_d \Delta t)
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

つまり、フレーバー誤認率 w によって \cos の振幅が $1 - 2w$ になる。つまり、フレーバータグが間違っていなければ ($w = 0$ であれば) 振幅が 1 となる。 q が MC シミュレーションによる真の値 q_{true} とフレーバータグを適用して得た q_{tag} の二つの場合での MC シミュレーションの真の値の Δt を比較した。このとき、 q_{tag} はフレーバー希釈係数 r が 0.1~1.0 の事象のみ用いている。 A_{OFSF} を以下の図 3.18 と 3.19 に示す。赤い線は $1 - 2w$ をフリーパラメータとして式 (3.13) フィットしたものである。このとき得た $1 - 2w$ の値を表 3.8 に示す。

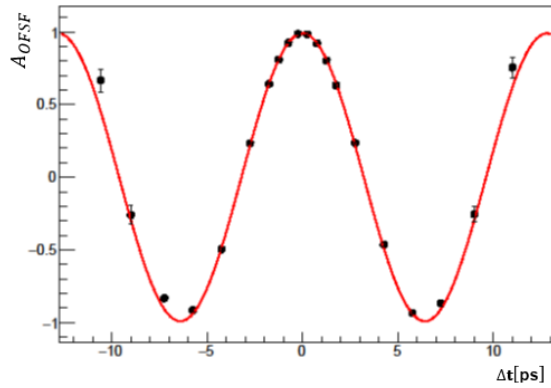


図 3.18 q_{true} の $A_{OF SF}$

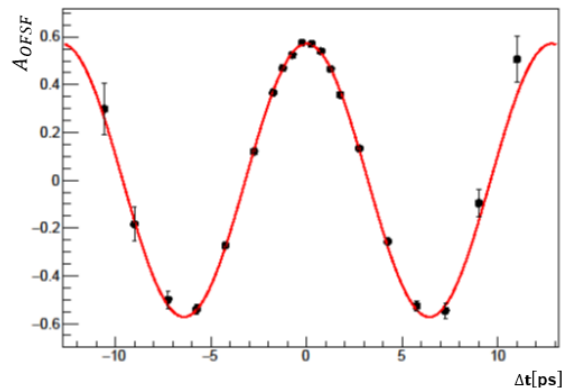


図 3.19 q_{tag} の $A_{OF SF}$

表 3.8 フィットして得た $1 - 2w$

	$1 - 2w$
q_{true} の時間発展非対称度 $A_{OF SF}$	0.9919 ± 0.0007
q_{tag} の時間発展非対称度 $A_{OF SF}$	0.5727 ± 0.0028

q を q_{true} で得る場合は $1 - 2w = 0.9919 \pm 0.0007$ と 1 に近い中心値を得た一方、 q を q_{tag} で得られる場合は $1 - 2w = 0.5727 \pm 0.0028$ である。ここから Effective Tagging Efficiency を求めると、 $\epsilon^{\text{eff}} = 0.3280 \pm 0.0023$ となり、節 3.4.2 で議論した値と比較する誤差は多少あるものの、導出方法による時間発展などの影響の差を考慮すると無矛盾である。

3.6 Δt 分解能のモデルと寿命の抽出

フレーバーの区別なしに Δt 分布を観測すれば、 B メソンの寿命で指数関数的に減少する分布になる。実験的には、それが Δt 分解能の影響で鈍った分布になる。その影響は、 $\Upsilon(4S)$ に対して B メソンが完全には静止していない運動学的影响、検出器の分解能、支配的な $b \rightarrow c$ 遷移において、チャームメソンの崩壊までの飛行による荷電粒子生成点の移動の効果が合わさったものである。 Δt 分解能を定式化した分解能応答関数 $R(\Delta t - \Delta t')$ と指数関数 $\exp(-|\Delta t|/\tau_{B^0})$ に比例した分布とたたみこみ積分した確率密度関数 P を用いてフィットする。その確率密度関数を以下の式に示す。

$$P(\Delta t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta t' R(\Delta t - \Delta t') \exp\left(\frac{-|\Delta t|}{\tau_{B^0}}\right) \quad (3.14)$$

この過程において、フィットが返す B メソン寿命の値がバイアスされないことを確認して分解能応答関数の正当性を示すことが広く行われる。

MC シミュレーションの真の値の Δt と再構成して得た Δt の絶対値の分布を図 3.20 と図 3.21 示す。

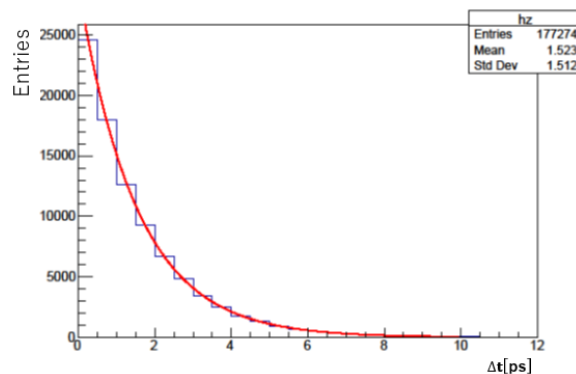


図 3.20 MC シミュレーションの真の $|\Delta t|$ 分布

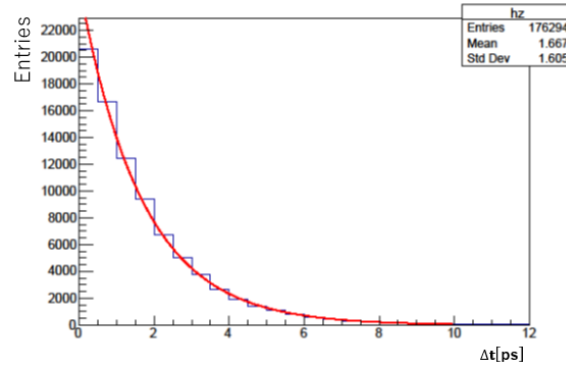


図 3.21 再構成された $|\Delta t|$ 分布

MC シミュレーションの真の値の Δt 分布から抽出された寿命は入力値 1.525 ps と一致する 1.527 ± 0.005 ps を得た。対して、再構成による Δt 分布から抽出された寿命は入力値よりも大きく、 Δt 分解能によるバイアスがかかっていることが分かる。

Δt residual (= 再構成による $\Delta t -$ 真の Δt) の分布は分解能応答関数 $R(\Delta t - \Delta t')$ を近似的に表現する。そこで分解能応答関数 $R(\Delta t - \Delta t')$ には、 Δt residual 分布を 3 つの正規分布の重ね合わせとなるモデルにしたものを使う。そのモデルを式 (3.15)、 Δt residual 分布とモデルのパラメータを得るため、フィッティングしたものを図 3.22、そのフィット結果の数値を表 3.9 に示す。

$$R(\Delta t - \Delta t') = h_1 \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + h_2 \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) + h_3 \exp\left(-\frac{(x - \mu_3)^2}{2\sigma_3^2}\right) \quad (3.15)$$

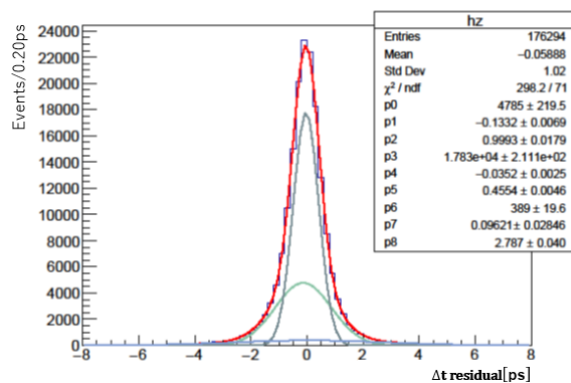
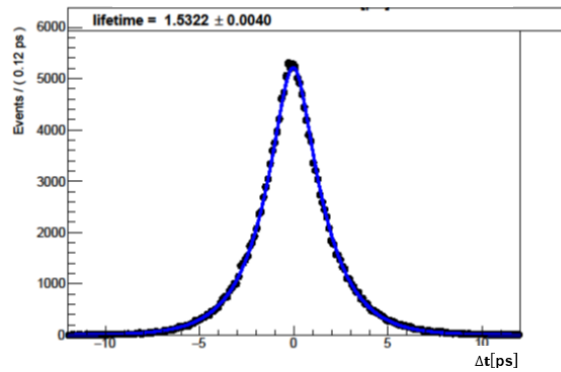


図 3.22 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の Δt residual 分布と 3 つの正規分布でのフィッティング

表 3.9 3つの正規分布のパラメータ

	h	μ	σ
1	4785 ± 220	-0.1333 ± 0.0070	0.9993 ± 0.0179
2	17873 ± 211	-0.03520 ± 0.00251	0.45545 ± 0.00466
3	389 ± 2	0.096 ± 0.029	2.787 ± 0.012

再構成した Δt 分布に Δt residual 分布から得た分解能応答関数 $R(\Delta t - \Delta t')$ を用いた確率密度関数 (式 (3.14)) でフィッティングし、 B^0 の寿命を抽出した。このとき、分解能応答関数に用いたモデルのパラメータは基準値のみ用いており、誤差は考慮していない。 Δt 分布とそれを確率密度関数でフィットした結果を図 3.23 に示す。

図 3.23 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の Δt 分布

抽出した B メソンの寿命は 1.532 ± 0.004 ps であり、これは入力値 1.525 ps から 2σ の範囲内である。この結果から、 Δt の分解能を考慮した確率密度分布によるフィットを行う過程において、大きなバイアスはないといえる。

第 4 章

まとめ

本研究では、モンテカルロ (MC) シミュレーションサンプルデータを用いて $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊のフレーバー誤認率を見積もるとともに、崩壊点位置から得られる Δt 分解能の評価を行なった。

まず崩壊時の B メソンが B^0 か \bar{B}^0 かの識別を誤る確率を示すフレーバータグ誤認率をフレーバータグアルゴリズムが返すフレーバー q を MC シミュレーションの真の値の q と比較し、条件の合う事象数を数えて計算した。その結果から時間発展 CP 非対称を表すパラメータの誤差に相当する Effective Tagging Efficiency、 $\epsilon^{\text{eff}} = 0.3220 \pm 0.0020$ を得た。また、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ は崩壊後の娘粒子が 4 つの Flavor specific 崩壊モードであるのに対し、娘粒子の数が違う崩壊モードや CP 固有状態の崩壊モードでの Effective Tagging Efficiency に違いが出ないかを調べた。その計算結果からモードごとの ϵ^{eff} の差異は 0.008 で MC シミュレーションの統計誤差の約 2.8 倍だが、 1 ab^{-1} くらいまでの統計量である期間では実データで顕著に問題になる大きさではないことがわかった。

次に $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊の 2 つの B メソンの崩壊点位置の差から得た時間差 $\Delta t (= \Delta z / c\beta\gamma)$ を用いて、Opposite Flavor-Same Flavor 非対称度の時間発展を調べて、 \cos カーブの振幅として現れる $1 - 2w$ を得た。フレーバー q が MC シミュレーションで真の q のとき、 $1 - 2w = 0.9919 \pm 0.0007$ であり、時間積分した算出法と一致した。 q がフレーバータグを適用して得た q のときでは、 $1 - 2w = 0.5727 \pm 0.0028$ を得た。この結果から導出した Effective Tagging Efficiency $\epsilon^{\text{eff}} = 0.3280 \pm 0.0023$ より、先ほど得た ϵ^{eff} と概ね一致したことがわかった。

最後に実験データを用いた際、 Δt に分解能の補正が問題なく効くかを MC シミュレーションデータを用いて確かめた。再構成した Δt と MC シミュレーションの真の Δt の差を 3 つの正規分布の重ね合わせで表現するモデルでフィッティングして得た分解能応答関数と両面で減少する指数関数を畳みこませた確率密度分布を用いて再構成した Δt 分布にフィッティングして B メソンの寿命 τ_{B^0} を抽出した。その結果、 $\tau_{B^0} = 1.532 \pm 0.004 \text{ ps}$ を得た。これは MC の入力値と一致し、問題になるバイアスがないことがわかった。

参考文献

- [1] D. J. Lange, "The EvtGen particle decay simulation package" Nucl. Instrum. Meth. A **462**, 152 (2001).
- [2] 藤井美保, "Belle II 実験の 2019 年春期データにおける $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成と崩壊点位置分解能の評価", 修士学位論文 (2019 年度).
- [3] S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration), "GEANT4: A Simulation toolkit", Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [4] J. Allison *et al.*, "Geant4 developments and applications", IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [5] J.-F. Krohn *et al.*, "Global decay chain vertex fitting at Belle II".
<https://arxiv.org/pdf/1901.11198.pdf>
- [6] Wolfgang Waltenberger, "RAVE - a detector-independent toolkit to reconstruct vertices".
- [7] H. Kakuno *et al.*, "Neutral B Flavor Tagging for the Measurement of Mixing-induced CP Violation at Belle", Nucl. Instrum. Meth. A **533** 516-531 (2004).
<https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0403022.pdf>
- [8] F. Abudinén *et al.*, (Belle Collaboration), "B-flavor tagging at Belle II", BELLE2-PUB-TE-2021-002.
<https://arxiv.org/pdf/2110.00790.pdf>
- [9] I. Adachi *et al.*, (Belle Collaboration), "Precise Measurement of the CP Violation Parameter $\sin 2\phi_1$ in $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ Decays", Phys. Rev. Lett. **108**, 171802 (2012), K. Miyabayashi, private communication.
<https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.108.171802>
- [10] 樋口岳雄、住澤一高、堺井義秀, " CP 対称性の破れの測定 (ϕ_1, ϕ_2)", 高エネルギーニュース第 30 巻 52 ページ (2011 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2011/119CP-05Fweb.pdf>
- [11] Belle II
<http://belle2pb.kek.jp>
- [12] basf2 framework
<https://2-master.belle2.org/software>

- [13] 赤井和憲、小磯晴代, "SuperKEKB 加速器", 加速器 15 巻 213 ページ (2018 年).
<https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles%2F15%2Fp213-220.pdf>
- [14] 森井友子、樋口岳雄, "Belle II シリコン崩壊点検出器 (SVD)", 高エネルギーニュー
ス第 35 巻 97 ページ (2016 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-2-2-BelleIISVD.pdf>
- [15] 谷口七重, "Belle II CDC", 高エネルギーニュース第 32 巻 241 ページ (2013 年).
http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII_CDC.pdf
- [16] 鈴木一仁、居波賢二、松岡広大, "Belle II 実験 TOP カウンターのインストール完了
報告", 高エネルギーニュース第 35 巻 155 ページ (2016 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-3-4-TOP.pdf>
- [17] 西田昌平, "Belle II Aerogel RICH 検出器の建設と運転", 高エネルギーニュース第
38 巻 58 ページ (2019 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2019/19-2-2-arich.pdf>
- [18] 宮林謙吉, "Belle II 電磁カロリメーター (ECL)", 高エネルギーニュース第 33 巻 108
ページ (2014 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-2-6-BelleIIECL.pdf>
- [19] 住澤一高, "Belle II KLM", 高エネルギーニュース第 33 巻 27 ページ (2014 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-1-4-BelleIIKLM.pdf>
- [20] 伊藤領介, 中尾幹彦, 山田悟, "Belle II 実験のデータ収集システム" 高エネルギー
ニュース第 33 巻 196 ページ (2014 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-3-2-BelleIIDAQ.pdf>

謝辞

本研究を行なうに当たり、お世話になりました全ての方々に紙面を借りてお礼申し上げます。

指導教官である宮林先生には、物理や解析手法、研究における疑問や質問についても丁寧に教えていただきました。林井先生、下村先生、蜂谷先生にも物理に対する疑問に答えてくださったり、研究室ミーティングを通じて質問やコメントいただき自分の研究の助けになりました。本当にありがとうございました。

また、住澤さんや原さんをはじめ、Belle II Japan の TCPV グループの皆様にもお世話になりました。研究で行き詰っていたところに助言を頂いたり、マクロの書き方で分からないところを教えてください感謝いたします。

そして研究室の皆様にもコロナウィルスの影響で通年よりも交流の場が少なくなりましたが、お世話になりありがとうございました。特に同期の今野さん、柴田さん、森田さんとは、別大学からきた私とも親しくしてもらい、互いに意見や情報を交換したりと楽しく充実した日々を過ごすことができました。

最後に、再度私の研究生生活を支えてくださったすべての方々に感謝致します。本当にありがとうございました。