

2014年度 修士学位論文

Belle II 実験における  
Bhabha散乱のトリガー条件の検討

奈良女子大学大学院 人間文化研究科  
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室

学籍番号 13810157  
福井 千尋

2015年 2月5日

# 目次

第 1 章 序文	1
第 2 章 高度化 B ファクトリー実験 (Belle II 実験)	3
2.1 B ファクトリー実験高度化の動機	3
2.2 SuperKEKB 加速器	5
2.3 Belle II 測定器	7
第 3 章 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 過程と Bhabha 散乱	11
3.1 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 過程	11
3.2 Bhabha 散乱の最低次の散乱振幅および断面積	13
3.3 輻射補正とイベントジェネレーター	15
第 4 章 Bhabha 散乱のトリガー条件	17
4.1 Belle 実験の Bhabha 散乱トリガー	17
4.2 Belle II 実験における改善の可能性	21
4.3 Bhabha 識別条件の付加	24
4.4 結果と考察	27
参考文献	29



# 目 次

2.1	SuperKEKB 加速器の全体図 . . . . .	6
2.2	Belle II 測定器の概観図 . . . . .	9
3.1	$\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ のファインマン図。実光子を放出した陽電子(または電子)はビ ップパイプに沿って逃げる。一方、仮想光子を放出した電子(または陽電子) は大きく散乱されて測定器に入る。 $\pi^0$ は $\gamma\gamma$ に崩壊するので、終状態で検 出されるのは電子(または陽電子)一つと光子二つである。 . . . . .	12
3.2	遷移構造関数の結果 . . . . .	12
3.3	最低次の Bhabha 散乱のファインマン図 . . . . .	13
3.4	最低次 Bhabha 散乱の微分断面積 . . . . .	14
3.5	$\mathcal{O}(\alpha^3)$ の Bhabha 散乱の補正項に対応するファインマン図 . . . . .	15
4.1	電磁カロリメーター ECL の全体図 . . . . .	17
4.2	Bhabha 散乱の ECL における全検出エネルギーの分布 . . . . .	18
4.3	TC ID の map。赤字は TC cellID と言って、1 から 576 までシリアルに割 り当てられたもの。右から左へインクリメントするのが TC $\theta$ ID, 上から下 へインクリメントするのが TC $\phi$ ID である。 . . . . .	19
4.4	TC $\theta$ ID の配置 . . . . .	20
4.5	Bhabha 散乱の Edet1(左) と Edet2(右) の分布 . . . . .	21
4.6	Edet1 と Edet2 に対応する領域 . . . . .	22
4.7	$\theta_1$ と $\theta_2$ の定義。実験室系での散乱後の $e^-$ および $e^+$ の運動量ベクトルの polar angle である。 . . . . .	22
4.8	Edet1 の $\theta_1$ 依存(左), Edet2 の $\theta_2$ 依存(右)。 . . . . .	22
4.9	Bhabha イベントの Bhabha 識別条件のパターン分布。横軸の値は表 4.1 参 照。 . . . . .	23
4.10	$\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ イベントの Bhabha 識別条件のパターン分布。横軸の値は表 4.1 参照。 . . . . .	23
4.11	$\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 事象の ECL における全検出エネルギーの分布 . . . . .	23
4.12	Bhabha 散乱での TC 1 と $e^+$ の方位角の差 ( $\Delta\phi_1$ )。単位は rad , $\pm\pi$ rad に 事象の集中がみられる。 . . . . .	25
4.13	Bhabha 散乱での TC1 と $e^-$ の方位角の差 ( $\Delta\phi_2$ )。単位は rad , 0 rad に事 象の集中がみられる。 . . . . .	25
4.14	陽電子が大きく散乱した $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 過程の TC1 と $e^+$ の方位角の差。 . . . . .	26
4.15	電子が大きく散乱した $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 過程の TC1 と $e^-$ の方位角の差。 . . . . .	26



# 表 目 次

2.1 SuperKEKB 加速器のパラメータ . . . . .	6
4.1 トリガー条件 . . . . .	20

# 第1章 序文

量子論によると、物質が生成される際には必ずその反物質も生成されなければならない。しかし、この自然界は物質のみで成り立っており、反物質はほとんど存在していない。この必要条件とされているのが「CP 対称性の破れ」である。これは自然界において粒子と反粒子との間の電荷 (Charge) と空間 (Parity) の同時反転に対する物理法則が同等性でないことを意味する。CP 対称性の破れは中性 K 中間子において 1964 年にブルックヘブン研究所で初めて実験的に観測された。CP 対称性が破れる機構を説明したのが 1973 年に発表された小林・益川理論であり、3 世代 6 クォークが存在すると仮定し、これらの混合が起こるとき CP 対称性を破る複素位相が存在し得ることを示した。この理論に基づき、三田、ビギ、カーターは B 中間子の崩壊過程では、適した崩壊モードを選べば、 $10^{-3}$  程度であった K 中間子に比べて 100 倍程度に達する  $\mathcal{O}(0.1)$  の CP 対称性の破れが現れると指摘した。

そこで、日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) では B 中間子を大量に生成し、CP 対称性の破れを検証する Belle 実験が 1999 年に開始され、2001 年 8 月に B と  $\bar{B}$  中間子の崩壊における時間分布の差から CP 対称性の破れを観測し、小林誠・益川敏英 両博士のノーベル物理学賞受賞に大きく貢献した。Belle 実験は 2010 年に実験を終了しており、現在は後継実験として Belle II 実験の計画が進んでいる。Belle II 実験では加速器、検出器の性能を向上させ、Belle 実験の約 40 倍のルミノシティを目標とする。これにより、B 中間子に関するものだけでなく、様々な物理過程もこれまでにない感度で研究の対象にすることが可能になる。それらの中には終状態に発生する粒子数が少ない (低マルチプリシティの) 事象として、二光子衝突や  $\tau$  レプトン対生成といったものが含まれる。低マルチプリシティ事象には Bhabha 散乱 (電子・陽電子の弾性散乱) と誤認されるものが少なくないので、その対処の改善を図るべきである。

本研究では、Belle での Bhabha 散乱のトリガー条件を示したのち、Bhabha 散乱がバックグラウンドとして混入しやすい低マルチプリシティ事象  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  のシミュレーション研究について述べ、Belle II でのカロリメーターと飛跡検出器の組み合わせによる Bhabha 散乱のトリガー条件改善の可能性を評価した。





## 第2章 高度化Bファクトリー実験 (Belle II実験)

### 2.1 Bファクトリー実験高度化の動機

Bファクトリー実験とは高輝度の電子・陽電子衝突によりB中間子を大量に生成し、その崩壊過程を詳細に研究することを目的とした高エネルギー加速器実験である。茨城県にある高エネルギー加速器研究機構(KEK)のBファクトリー実験は、アメリカにあるSLAC国立加速器研究所のBファクトリー実験と共に、B中間子の崩壊におけるCP対称性の破れを測定した。

これまでは主として弱い相互作用の最低次の振幅(ツリーダイヤグラム)による崩壊モードに関する測定を行い、小林・益川理論がクォークセクターのCP非保存を記述するものとして正しいことを確かめた。次の課題として重要なのは、B中間子のペンギンダイヤグラムと呼ばれる弱い相互作用の1ループの振幅が支配的な稀崩壊モードのCP対称性の破れの精密測定である。そこでは、標準理論の振幅が小さくなる一方で、不確定性原理により高いエネルギースケールの物理が寄与しやすい。したがって、高いエネルギースケールでの新しい物理が特有の複素位相を持つ場合は、標準理論のCP非保存の予言値から差異を示す形で出現する可能性がある。該当する崩壊モードの代表的なものとして、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 、 $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ などが挙げられる。これらはいずれも稀崩壊過程であり、統計量の制限からCP非保存の測定精度はいまだ $\mathcal{O}(0.1)$ にとどまっており、新しい物理の効果を探索する感度は十分でない。 $\mathcal{O}(0.01)$ の感度を得るには数十 $\text{ab}^{-1}$ のデータの蓄積が必要であり、これには加速器、測定器とも相当の規模の性能改良工事を必要とする。

SuperKEKB加速器はKEKB加速器で到達したピーク luminos の約40倍に相当する $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を設計値とし、Belle測定器はその高 luminosity から生み出される高頻度の事象の記録を可能とするBelle II測定器へアップグレードを行い、最終的な積分 luminosity として $50 \text{ab}^{-1}$ のデータ蓄積を目指すのが高度化Bファクトリー実験である。

こうした高 luminosity の電子・陽電子衝突実験が実現すると、B中間子に関するものだけでなく、様々な物理過程もこれまでにない感度で研究の対象にすることが可能になる。それらの中には終状態に発生する粒子数が少ない低マルチプリシティ事象として、二光子衝突やレプトン対生成といったものが含まれる。

低マルチプリシティ事象にはBhabha散乱(電子・陽電子の弾性散乱)がバックグラウンドとして混入しやすい、あるいはBhabha散乱と誤認されてしまうものが少なくない。よって、その対処の改善を検討すべきである。それが本研究の動機である。

次節以下に、SuperKEKB加速器とBelle測定器について、さらに記述する。

## 2.2 SuperKEKB 加速器

KEKB 加速器は高エネルギーの電子 (8GeV) と陽電子 (3.5GeV) を周長 3km のトンネル内に設置した 2 つのリングにそれぞれ蓄積し、後述する Belle 測定器を設置した交差点で衝突させる衝突型加速器であった。2 つのリングには全長 400m の線形加速器で必要なエネルギーまで加速したビームを直接入射し蓄積することにより、それまでのエネルギーフロンティア電子・陽電子衝突型加速器が必要としていた加速モードでの動作を不要として、積分ルミノシティを大きくする設計となっている。KEKB 加速器の性能向上は既存のトンネル中の加速器コンポーネントの置換により行う計画で、この加速器を SuperKEKB 加速器と呼ぶ。SuperKEKB 加速器は KEKB 加速器が記録した  $2.11 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  に対して約 40 倍にあたる  $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  のルミノシティを目標に設計された。

ルミノシティ  $\mathcal{L}$  に対し、反応断面積  $\sigma$  をもつ過程の場合、その反応の発生頻度を  $R$  で表すと、 $R = \mathcal{L}\sigma$  となる。ルミノシティはビームの電流値やサイズから決まる量であり、衝突型加速器においては以下の式が成り立つ。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left( \frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

ここで  $E$  はビームのエネルギー (単位:GeV)、 $I$  は蓄積電流 (単位:A) である。また、 $\xi$  はビーム・ビームパラメーターと呼ばれる衝突の強さを表す無次元量、 $\beta_y^*$  は衝突点における垂直方向 ( $y$  方向) のベータ関数値、 $r$  は衝突点における垂直方向のビームサイズを水平方向のビームサイズで割った値である。したがって、ルミノシティを大きくするためには、蓄積電流  $I$  とビーム・ビームパラメーター  $\xi$  を大きくし、 $\beta_y^*$  を小さくする必要がある。

SuperKEKB 加速器の設計は、ナノビーム方式と呼ばれるアイデアに基づいている。KEKB 加速器では、ビーム・ビーム相互作用によるビーム粒子の理想的軌道近傍での運動を安定化させ、大きなビーム・ビームパラメーター  $\xi$  を実現するために、x-y 相関はベータトロンチューンを半整数のすぐ上に設定して、x-z 相関はクラブ空洞の導入によってそれぞれ解消するという工夫がされてきた。これにより、互いに相関のある 3 次元のビーム粒子の運動を互いに独立な 1 次元運動に転換して非線形力の影響を小さくすることにより、大電流ビームの安定な蓄積を実現した。クラブ空洞導入後の KEKB 加速器では世界最高記録である  $\xi = 0.09$  を達成している。

このビーム・ビームパラメーター  $\xi$  の値を基準に、SuperKEKB 加速器の目標ルミノシティを達成できるパラメーターの値を考察すると、運転に用いる電力量の制限からビーム電流値は現状の約 2 倍の LER(陽電子を蓄積する低エネルギーリング)=3.6A、HER(電子を蓄積する高エネルギーリング)=2.6A となる。したがって衝突点での垂直ベータ関数  $\beta_y^*$  を LER で 0.27mm、HER で 0.42mm と KEKB 加速器より 20 倍小さくしなくてはならない。ヘッドオン衝突またはクラブ衝突ではバンチ長をベータ関数以下にしなければ想定したルミノシティは出せないが、そこまでバンチ長を縮めようとするとコヒーレント放射光の影響でバンチ長がのびてしまい、結局は必要条件を満たすことができない。そこで SuperKEKB 加速器では極低エミッタンスのビームを有限角度衝突させることとし、バンチ長を 5mm と KEKB 加速器と同等のまま、衝突点付近のベータ関数の値を小さくして KEKB よりも細長いバンチにしてより大角度 (83mrad) で交差させることによりビーム交

差領域の大きさを幾何学的にベータ関数より小さくすることによって目標ルミノシティを狙う。これをナノビーム方式と呼ぶ。これまでの電子 8GeV・陽電子 3.5GeV の衝突ではビーム光学設計の力学口径が確保できないので、ビームエネルギーを電子 7GeV・陽電子 4GeV に変更する。以上の設計パラメーターを表 2.1 に示す。

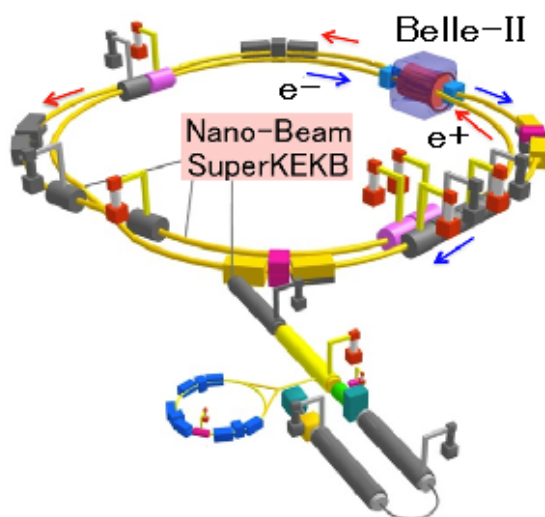


図 2.1: SuperKEKB 加速器の全体図

表 2.1: SuperKEKB 加速器のパラメータ

	LER	HER
Energy[GeV]	4.0	7.0
I[A]	3.6	2.6
$\beta_y^*$ [mm]	0.27	0.30
$\xi_y$	0.0886	0.081
バンチ数		2500
Luminosity[ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]		80

## 2.3 Belle II 測定器

Belle II 測定器は SuperKEKB 加速器の衝突点を囲んで設置されている、高さ、幅、奥行きそれぞれ約 8 m の粒子検出器で、電子と陽電子の衝突によって生成された B 中間子の崩壊を逃さずに捉える。そのデータを解析し、粒子を詳細に調べることで崩壊過程を再構成することができる。加速器の性能向上に伴い、ビームバックグラウンドも Belle に比べて約 20 倍に増加することが予想される。高バックグラウンドに対処しつつ、高頻度の B 中間子対生成をはじめとした信号事象データを効率よく収集する必要があるため、測定器の性能改良が進められている。Belle II 測定器は 7 つの検出器サブシステムからなる測定器であり、以下にそれぞれの構造及び機能についてまとめる。

- ピクセル型シリコン半導体検出器 (PXD:Pixel Detector) 及び両面シリコンストリップ検出器 (SVD:Silicon Vertex Detector)

Belle II で新たに導入される 2 層構造の PXD(Pixel Detector) と 4 層構造の SVD(Silicon Vertex Detector) は Belle II 測定器の最内部に配置され、B 中間子及びその他の粒子の崩壊点を再構成する情報を与える。粒子の崩壊点の測定は B 中間子のみでなく D 中間子や  $\tau$  レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。Belle から Belle II への改造では、ビームパイプの内径を 3cm から 2cm とさらに小さくし、衝突点のより近くに各ピクセル  $50\mu\text{m}$  角の PXD を搭載することで  $1\text{GeV}/c$  の荷電粒子のインパクトパラメーター分解能として  $20\mu\text{m}$  を得るための設計となっており、これは Belle に比べて約 2 倍の向上である。また、SVD は Belle の半径 88mm から 135mm へと大型化し、 $K_s^0$  中間子が  $\pi$  中間子対に崩壊する過程をその有感体積内で検出する効率を 30%向上させる。

- 中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)

CDC は SVD のすぐ外側に位置し、1.5Tesla の磁場中で荷電粒子の飛跡を検出することにより運動量測定を行うとともに、ガス中の電離量 ( $dE/dx$ ) を測定して粒子識別の情報を与える。内部を 1 気圧の  $\text{He}:\text{C}_2\text{H}_6=50:50$  の混合ガスで満たし、14,336 本のセンスワイヤーと 42,240 本のフィールドワイヤーを張ってある。荷電粒子の信号によるトリガー生成については、Belle ではビーム軸に垂直な面上での通過粒子の 2 次元位置情報に基づいた手法であったが、Belle II では少し斜めに角度をつけて張ったワイヤー (ステレオワイヤー) の情報から得られるビーム軸方向の位置情報を含めた 3 次元情報を供給することにより、これまで以上にバックグラウンド除去を効率よく行う。また、ルミノシティ増大に対応するために Belle の 60 倍に達するデータ収集レートに耐える高速で耐放射線度の高い電子回路に置き換える。

- 粒子識別システム (PID:Particle Identification Detector)

高速の荷電粒子が物質内を通過すると、チェレンコフ光を円錐状に輻射する。このとき、同じ運動量でも粒子の種類が違えば速さが異なり、その結果チェレンコフ光の放射角に差がでることを用いて荷電粒子の識別を行う。Belle II では、バレル部は

Time of Propagation カウンター (TOP)、前方エンドキャップ部はエアロジェルを輻射体を用いたリングイメージチェレンコフカウンター (A-RICH) を用いて粒子識別を行う。 $\pi$  中間子の識別効率は 97%、運動量  $0.5[\text{GeV}/c] < p < 4.0[\text{GeV}/c]$  において  $4\sigma$  の  $K/\pi$  識別を目指す設計となっている。TOP は石英輻射体からのチェレンコフ光が内部で全反射して端部の光検出器である MCP-PMT(Micro-Channel-Plate Photo-Multiplier Tube) に届くまでの時間がチェレンコフ光の放射角に依存して変化することを利用して粒子識別を行う。A-RICH はエンドキャップ部に置かれ、荷電粒子がエアロジェル輻射体 (屈折率  $\sim 1.05$ ) を通過する際に発生するチェレンコフ光が、20cm 程離して配置した HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) 光検出器の検出面上にチェレンコフ光が作るリング像の半径から入射した荷電粒子の速さを求めて粒子識別するものである。

- 電磁カロリメーター (ECL:Electromagnetic Calorimeter)

ECL は Tl 添加 CsI(CsI(Tl)) シンチレーターを用いて電子や光子のエネルギーを測定する装置である。高エネルギーの光子や電子は物質に入射すると、制動放射や電子対生成により電磁シャワーを形成し、検出体の厚みが十分大きければそのエネルギーのほとんどを物質中で失う。このエネルギー損失によるシンチレーション光量を測定することによって粒子のもっていた全エネルギーを知ることができる。結晶は  $5.5 \times 5.5 \times 30\text{cm}^3$  ほどの大きさで、粒子の入射位置を測定するため 8,736 本で衝突点を囲んでいる。CsI(Tl) は発光時間が長い ( $\tau \sim 1\mu\text{s}$ ) のため Belle II の高バックグラウンド下では対処が必要で、1.76MHz のサンプリング周波数で動作する 18bit の ADC を用いて波形取得し、バックグラウンドの寄与を引き算することで、パイラップ雑量を約 1/2 に減らし、入射時刻の情報からバックグラウンドのシャワーの数を 1/7 以下に抑えることができる。また、特にバックグラウンドの高いエンドキャップ部を時定数の短い pure CsI に置き換える計画が議論されている。

- $K_L^0, \mu$  粒子検出器 (KLM: $K_L^0$  and Muon Detector)

KLM は測定器の最も外側に位置し、電気的に中性で物質と反応するまでは検出できない  $K_L^0$  と貫通力が高い  $\mu$  粒子を検出する。鉄製の Belle II 構造体とその隙間に挿入された粒子検出器から構成される。Belle ではソレノイド磁場のフラックスを戻す鉄が 14 層配置されており、全面的に RPC(Resistive Plate Counter) が使用された。これは、荷電粒子が通過すると抵抗性のあるガラス電極の間に蓄えられた電荷がストリーマー放電し信号パルスを発生するものである。しかし、一旦ストリーマー放電した面積  $0.1\text{cm}^2$  程度の領域は、電圧が復帰して次に入射した粒子を検出可能な状態に戻るまで 2 秒ほどかかる。ルミノシティを上げる Belle II 実験ではこの不感時間は許容できないので、エンドキャップ部全てとバレル部の最内 2 層をプラスチックシンチレータをファイバーを介してガイガーモードで動作するアバランシェフォトダイオード (浜松ホトニクス製 MPPC, 1.33mm 角) で読みだす検出器に置き換える。

図 2.2 に Belle II 測定器の概観を示す。

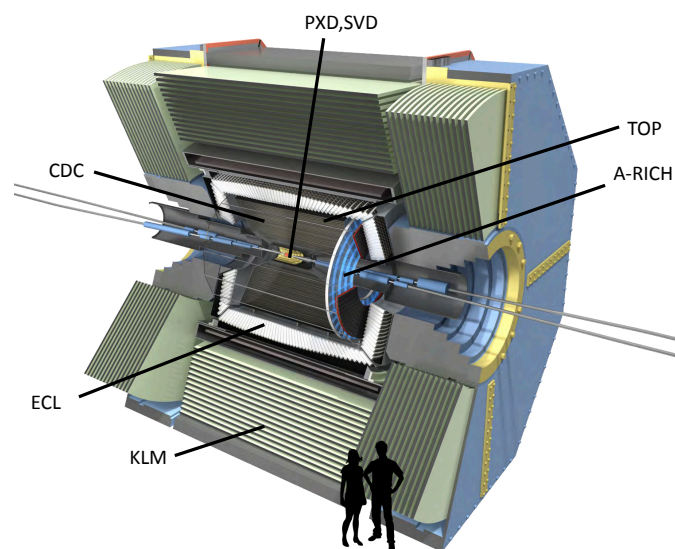


図 2.2: Belle II 測定器の概観図

## 第3章 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 過程と Bhabha 散乱

低マルチプリシティ事象で重要なものの一つに  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程がある。これは電子・陽電子の両方から光子が出てそれらの相互作用により  $\pi^0$  中間子が作られるものであるが、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  弾性散乱過程であり、Bhabha 散乱との識別が難しい。Bhabha 散乱は純然たる QED(量子電磁気学)由来の反応であり、その断面積非常に大きく、素性はすでによく調べられている。したがって Bhabha 散乱は今日の素粒子物理学の研究対象ではなくなっているが、一方で測定器の較正やルミノシティ測定に有用なものである。ただし、これを全て記録するとトリガー頻度が高くなりすぎてデータ収集システムのバンド幅を圧迫し、かつデータ量が非常に多くなる。そこで事象を間引き(プリスケール)して記録する取り扱いをする。ここで  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程を Bhabha 散乱と誤認するとプリスケールの対象になってしまい、検出効率を大きく失うことが問題になっている。そこで、本章では  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程と Bhabha 散乱について説明し、Bhabha 散乱の取り扱いについて記述する。

### 3.1 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 過程

$\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程のファインマン図を図 3.1 に示し、ここで  $\gamma^*$  は仮想光子を指す。これは電子・陽電子衝突実験において、片方のビームは仮想光子の交換により大きく散乱される一方、他方からはほぼ実光子が放出され、この仮想光子と実光子から  $\pi^0$  が生成されるものである。 $\pi^0$  は  $\gamma\gamma$  に崩壊するのでその逆反応で生成することに対応し、 $\gamma\gamma^*$  による生成の測定は遷移形状因子 (transition form factor) なる非摂動論的な強い相互作用の研究に重要な量の抽出に必須である。図 3.2 は  $\pi^0$  の遷移構造関数の結果であり、理論の結果と比べて実験では誤差が大きいことがわかる。これには Bhabha 散乱と誤認されてプリスケールされてしまう効果により、検出効率が制限されることによる影響も大きい。

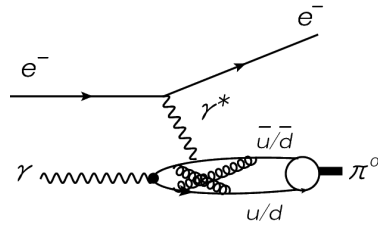


図 3.1:  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  のファインマン図。実光子を放出した陽電子 (または電子) はビープパイプに沿って逃げる。一方、仮想光子を放出した電子 (または陽電子) は大きく散乱されて測定器に入る。 $\pi^0$  は  $\gamma\gamma$  に崩壊するので、終状態で検出されるのは電子 (または陽電子) 一つと光子二つである。

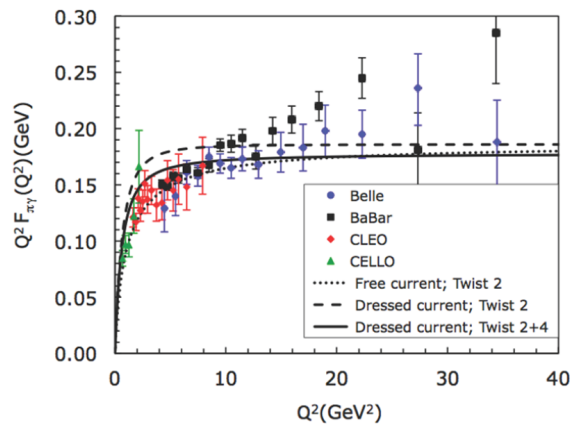


図 3.2: 遷移構造関数の結果



### 3.2 Bhabha 散乱の最低次の散乱振幅および断面積

Bhabha 散乱の最低次の振幅は2つあり、対応するファインマン図を図 3.3 に示す。

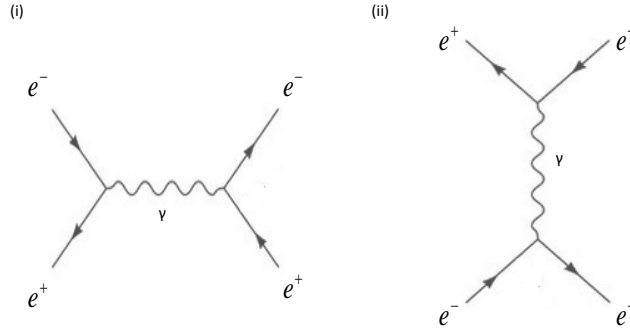


図 3.3: 最低次の Bhabha 散乱のファインマン図

終状態が電子以外のフェルミ粒子対では (i) のみしかないが、Bhabha 散乱では (ii) も寄与する。(i) は電子と陽電子が対消滅して仮想光子となり、そこから再び電子と陽電子が生成されるものである。一方、(ii) は電子と陽電子が仮想光子の交換により運動量に変化する。(i) を  $s$  チャンネル、(ii) を  $t$  チャンネルと呼ぶ。この二つの振幅の寄与により、散乱断面積は以下に述べるような特徴がある。

重心系における衝突前の電子・陽電子、衝突後の電子・陽電子の四元運動量を  $k, p, k', p'$ 、散乱角を  $\theta$  とすると Mandelstam 変数はそれぞれ

$$\begin{aligned} s &\equiv (k + p)^2 = 4E^2 \\ t &\equiv (k - k')^2 = -2E^2(1 - \cos\theta) \\ u &\equiv (k - p')^2 = -2E^2(1 + \cos\theta) \end{aligned} \quad (3.1)$$

となり、不変振幅の絶対値の二乗は

$$\begin{aligned} |m|^2 &= 2e^4 \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2u^2}{ts} + \frac{u^2 + t^2}{s^2} \right) \\ &= 2e^4 \left\{ \frac{4 + (1 + \cos\theta)^2}{(1 - \cos\theta)^2} - \frac{(1 + \cos\theta)^2}{1 - \cos\theta} + \frac{(1 + \cos\theta)^2 + (1 - \cos\theta)^2}{4} \right\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

と書ける。

Bhabha 散乱は二体反応であることから、微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |m|^2 \quad (3.3)$$

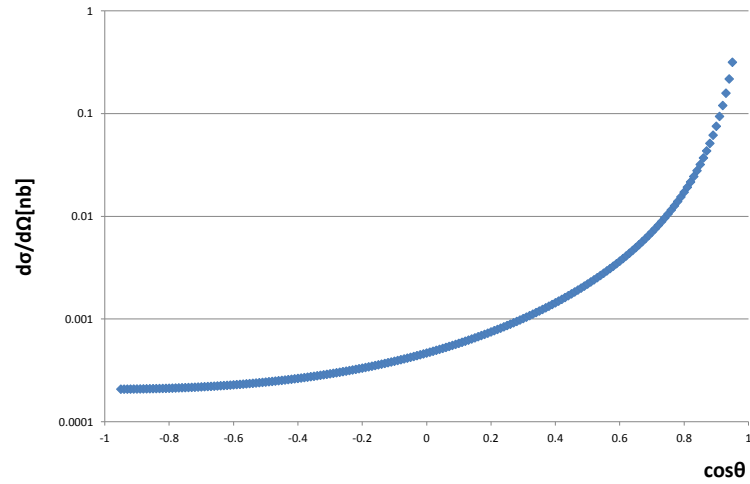


図 3.4: 最低次 Bhabha 散乱の微分断面積

であるので、 $\sqrt{s} = 10.58$  GeV の場合、微分断面積は図 3.4 のようになる。これを Belle II 実験でカロリメーターがカバーしている範囲を重心系に変換した  $17^\circ < \theta < 163^\circ$  の範囲で積分すると散乱全断面積は 39.9 nb となる。重心系エネルギーを  $\Upsilon(4S)$  にあわせると  $B\bar{B}$  を生成する反応断面積は 1.1 nb であることと比較すると、Bhabha 散乱は最低次の振幅を考慮するだけでその約 40 倍の断面積となっている。

### 3.3 輻射補正とイベントジェネレーター

いかなる散乱においても、一般的に高次の較正項が存在する。Bhabha 散乱は QED 由来の反応であるため、微細構造定数  $\alpha$  のオーダーごとにゲージ不変なセットになっていて、最低次は  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  である。したがって Bhabha 散乱に対する補正項の最初の次数は  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  であり、そのファインマン図を図 3.5 に示す。

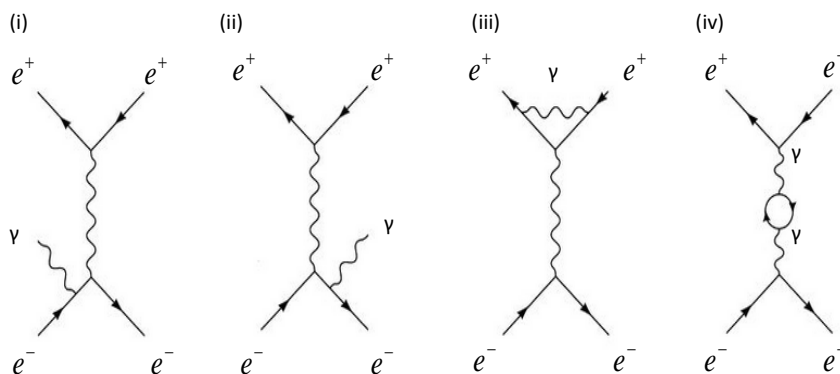


図 3.5:  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  の Bhabha 散乱の補正項に対応するファインマン図

これらの補正項のうち、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  となるものには (i) のように最初に光子を放出する Initial State Radiation や (ii) のように最後に光子を放出する Final State Radiation がある。これらのうち、放出された光子のエネルギーが低いものは実験的に最低次の散乱と区別がつかない。また、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  となるものでも (iii) のように途中で光子を放出し、その後受け取るものや (iv) のようにループができるものは始状態と終状態が最低次の散乱と同じなので干渉項が  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  の補正項として寄与する。これらの補正項を考慮することを輻射補正と呼び、シミュレーションによる評価ではこれを取り入れた事象生成が必要である。本研究では、輻射補正としてこれらを考慮するのに加えて低エネルギーの光子を複数個放出している効果を YFS[1] exponentiation という手法で取り入れた Bhabha 散乱のイベントジェネレーター BHWIDE[2, 3, 4] プログラムを用いた。



## 第4章 Bhabha 散乱のトリガー条件

### 4.1 Belle 実験の Bhabha 散乱トリガー

Bhabha 散乱は、散乱してくる、 $e^+$ ,  $e^-$  (と  $\gamma$ ) により ECL で検出するエネルギーが大きくなることを利用してトリガー条件を設定する。しかし、ECL には図 4.1 に示したようにバレル部とエンドキャップ部との間に内部検出器の配線や配管を通す隙間 (Gap) が存在しており、散乱後の電子または陽電子がこの Gap に入った場合は ECL でとらえるエネルギーが小さくなる (図 4.2)。そうした事象も Bhabha 散乱として受けつけないと Bhabha 識別の効率が下がってしまう。

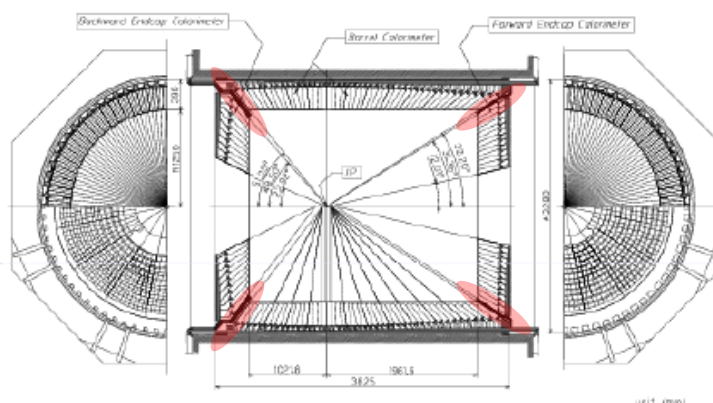


図 4.1: 電磁カロリメーター ECL の全体図

ここで、Belle の Bhabha 散乱トリガーについて説明する。ECL には 8,736 本の CsI カウンターがあり、 $4 \times 4 = 16$  本を束にした単位で 16 チャンネルシェーパーボードで信号を読み出している。同一のシェーパーボードに接続された CsI カウンターのブロックをトリガーセル (TC) と呼び、全部で 576 個の TC がある。TC には  $\theta$  方向と  $\phi$  方向に番号が振られている (TC  $\theta$  ID, TC  $\phi$  ID)。この ID の振り方を示したものが図 4.3 である。Bhabha 散乱トリガーは、TC  $\theta$  ID = 0 ~ 16 の 17 個に分割したもの (図 4.4) のエネルギーによ

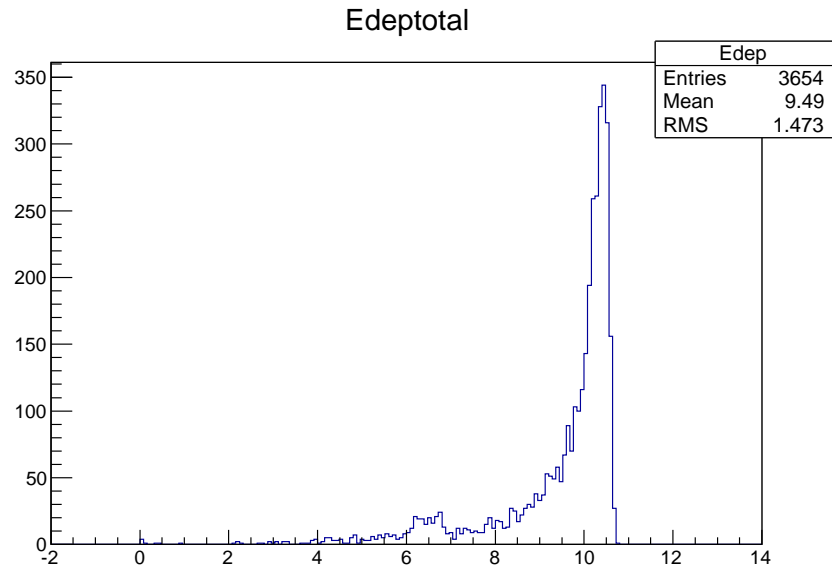
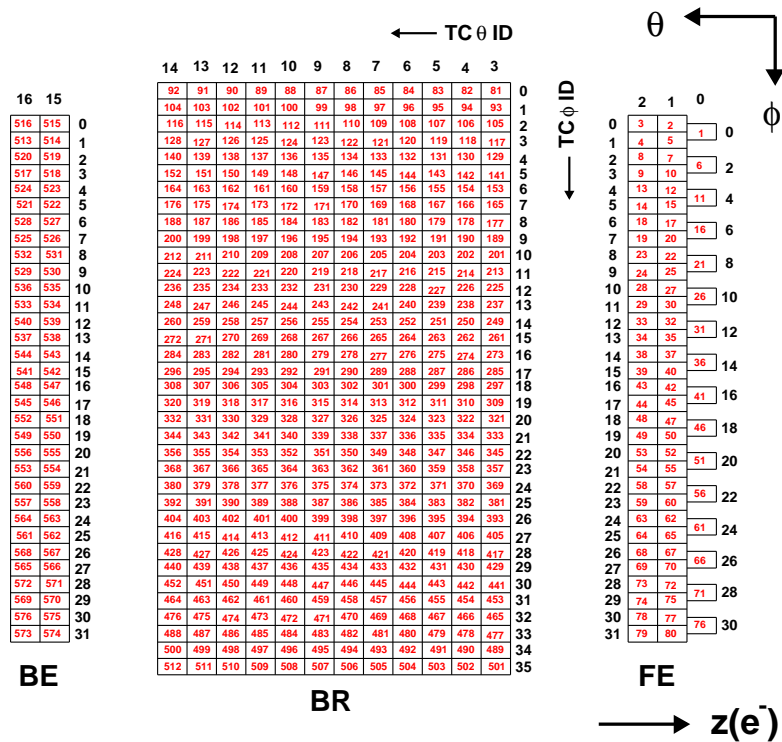


図 4.2: Bhabha 散乱の ECL における全検出エネルギーの分布

てトリガー条件が設定されている。このトリガー条件は 18 個の論理和 (OR) であり、それを表 4.1 に示す。Gap を考慮している条件ではエネルギー閾値の値を低くしている。

表 4.1: トリガー条件

trgbit	Combination( $\theta$ ID)	Energy cut(GeV)
1	F1+F2+F3+B1+B2	5.0
2	F3+C12	3.0
3	F2+F3(+backward gap)	5.0
4	C1(+backward gap)	4.0
5	C1+C11+C12	5.0
6	C2+C11+C12	5.0
7	C1+C2+C11	5.0
8	C2+C10+C11	5.0
9	C2+C9+C10	5.0
10	C2+C3+C10	5.0
11	C2+C3+C9	5.0
12	C3+C4+C9	5.0
13	C3+C4+C8	5.0
14	C4+C5+C8	5.0
15	C5+C7+C8	5.0
16	C5+C6+C7	5.0
17	C11+C12(+forward gap)	3.0
18	B1(+forward gap)	3.0





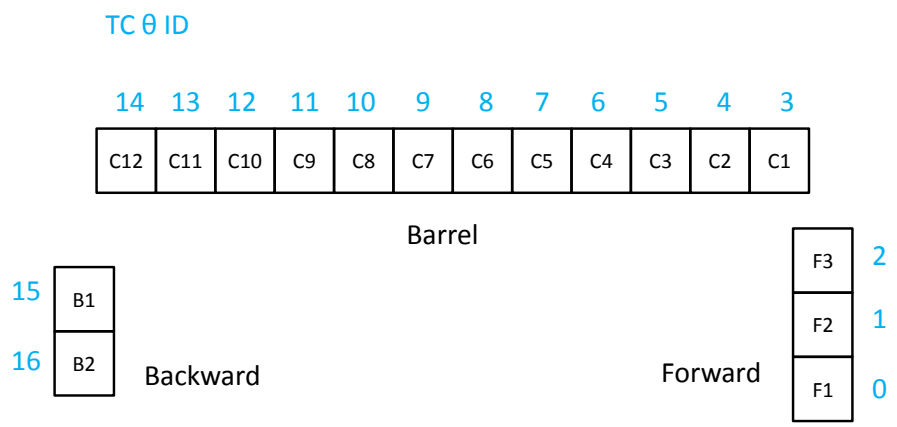


図 4.4: TC  $\theta$  ID の配置

## 4.2 Belle II 実験における改善の可能性

Belle II 実験における Bhabha 散乱識別条件を検討するため、BHWIDE ジェネレーターを使用して重心系での散乱角を  $19.7^\circ < \theta < 160.3^\circ$  の範囲で Bhabha 散乱を生成した。Bhabha 散乱は散乱角が小さくなると  $t$ -チャンネルの寄与が大きくなるため、重心系での  $\theta = 90^\circ$  を実験室系に変換した  $\theta = 74.5^\circ$  を境として前方で検出したエネルギーの総和 Edet1 と後方で検出したエネルギーの総和 Edet2 に着目すると、前者は  $e^-$ 、後者  $e^+$  が支配的に寄与する。また、散乱された  $e^-$  と  $e^+$  の運動量ベクトルの実験室系での polar angle をそれぞれ図 4.7 のように  $\theta_1$  と  $\theta_2$  とし、これらと Edet1 および Edet2 との二次元プロットを図 4.8 に示す。 $\theta_1 = 32^\circ$  で Edet1 が小さくなっている。これは  $e^-$  が Forward endcap と Barrel の間の Gap に入ったイベントによるものである。同様に、 $\theta_2 = 130^\circ$  で Edet2 が小さくなっており、 $e^+$  が Barrel と Backward endcap との間の Gap に入ったイベントの寄与が認められる。

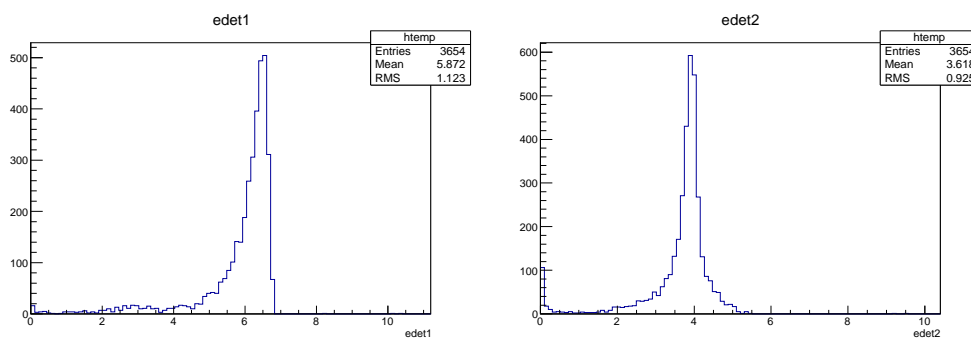


図 4.5: Bhabha 散乱の Edet1(左) と Edet2(右) の分布

よって、Bhabha 散乱であっても ECL でのエネルギー損失が大きいイベントが存在することがわかる。そこで、前節で述べた Belle での Bhabha 散乱のトリガー条件での識別効率を確認する。

Bhabha 散乱のモンテカルロシミュレーション (MC) サンプル 10,000 events うち、図 4.9 のように 9,696 events が Bhabha だと識別された。Bhabha を識別する効率は 97% で非常に高いことがわかる。横軸は表 4.1 で示したトリガー条件 (trgbit) の番号である。

この Bhabha トリガー条件が低マルチプリシティ事象に及ぼす影響を調べるため、区別が最も難しい過程の一つであると考えられる  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程の MC サンプル 9,998 events を解析した。このうち、図 4.10 のように 4,533 events が Bhabha と識別された。この半数近い事象は Bhabha 散乱としてプリスケール (間引いて記録) されてしまい、測定上の障害になる。半数近く Bhabha と識別してしまっている理由として、ECL でとらえる全エネルギーが Bhabha に似て非常に大きいことがある (図 4.11)。

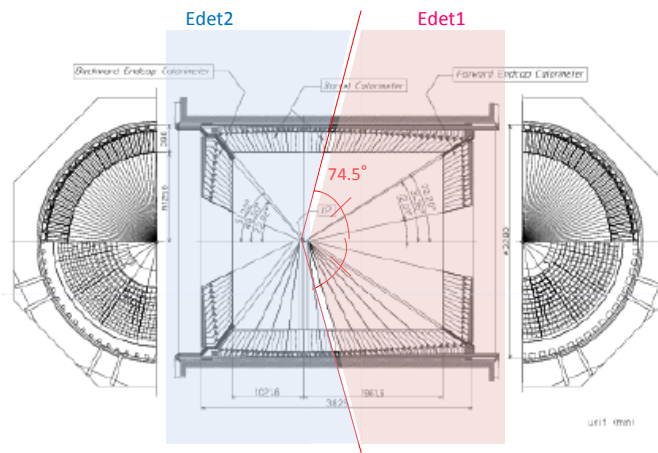


図 4.6: Edet1 と Edet2 に対応する領域

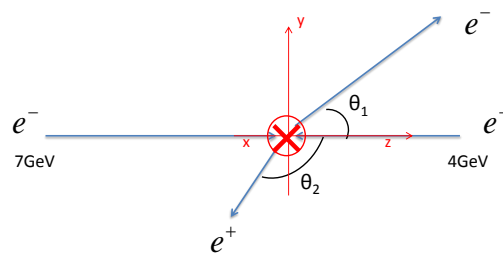


図 4.7:  $\theta_1$  と  $\theta_2$  の定義。実験室系での散乱後の  $e^-$  および  $e^+$  の運動量ベクトルの polar angle である。

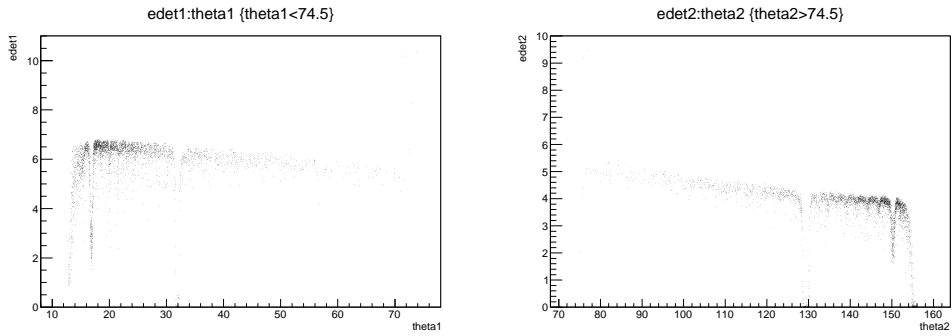


図 4.8: Edet1 の  $\theta_1$  依存 (左), Edet2 の  $\theta_2$  依存 (右)。

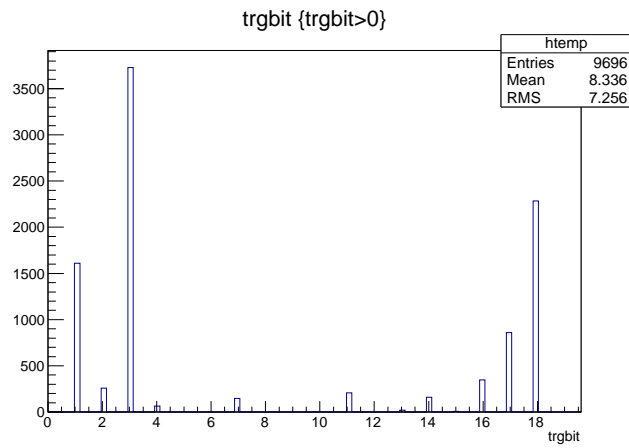


図 4.9: Bhabha イベントの Bhabha 識別条件のパターン分布。横軸の値は表 4.1 参照。

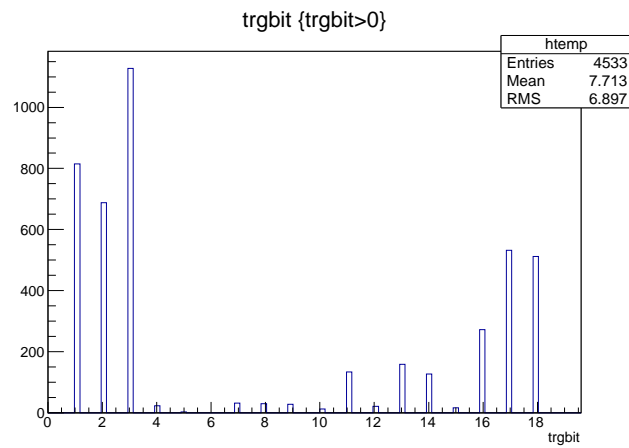


図 4.10:  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  イベントの Bhabha 識別条件のパターン分布。横軸の値は表 4.1 参照。

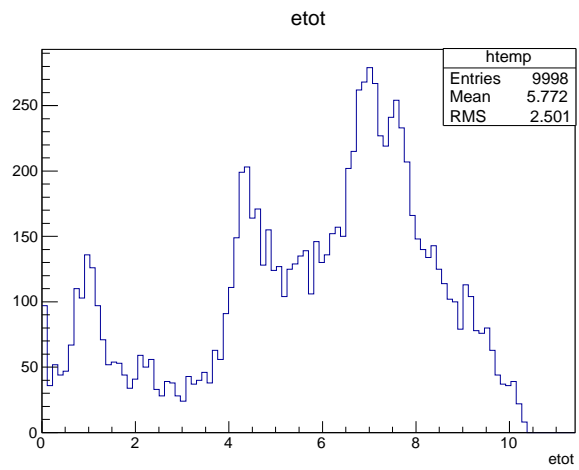


図 4.11:  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  事象の ECL における全検出エネルギーの分布

### 4.3 Bhabha 識別条件の付加

Bhabha 散乱では  $e^-$  と  $e^+$  の 2 本の荷電粒子の飛跡がある一方、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  では仮想光子を交換した側の  $e^-$  または  $e^+$  のみが検出器に入るので、荷電粒子の飛跡は 1 本しかないと考えられる。このことを利用して、Bhabha 散乱と  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  の識別を進める検討を行った。

Bhabha 識別パターンの分布、図 4.9 および図 4.10 を見ると、 $e^-$  または  $e^+$  の片方がバレル部とエンドキャップ部の境界にある Gap に入っているもの、パターン番号=3, および 17,18 が多数を占める。また、Bhabha 散乱で片方が Gap に入ったものはカロリメーターの情報だけでは  $e^-$  または  $e^+$  が一つであるように見えるパターンなので、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  が Bhabha と誤認される危険が特に高い。そこで Gap を含む Bhabha 識別パターンの 3,4,17,18 について、条件の追加を考えた。

Bhabha 散乱では最も検出エネルギーが大きい TC (TC1) は、ほとんど  $e^-$  によるもので、その反対側に  $e^+$  が散乱されている。ビーム軸に垂直な  $xy$  平面内に投影し、TC1 の方位角  $\phi$  と  $e^+$  の方位角の差 ( $\Delta\phi_1$ ) の分布 (図 4.12) にそれが確認できる。 $e^-$  ではなく  $e^+$  が作るシャワーが TC1 をもたらす場合もあり、TC1 と  $e^-$  の方位角の差 ( $\Delta\phi_2$ ) の分布 (図 4.13) で  $\pm\pi$  rad に集まる少数の事象がそれである。そこで TC1 の反対側、 $\pm\pi$  rad のところに  $e^+$  または  $e^-$  があることを要求する条件を追加しても、Bhabha 散乱でこれを満たせない事象は使用した MC の統計の範囲でゼロであった。一方、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程では、ほぼ実光子を出した  $e^-$  または  $e^+$  はビームパイプに沿って逃げているので、検出器でとらえられるのは  $e^+$  または  $e^-$  のどちらか一つとなる。そこで、 $e^+$  が大きく散乱した場合の  $\Delta\phi_1$ 、 $e^-$  が大きく散乱した場合の  $\Delta\phi_2$  の分布を図 4.14, 図 4.15 に示す。散乱された  $e^+$  または  $e^-$  でなく、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  が作ったシャワーが TC1 になった場合は Bhabha 散乱のように TC1 の反対側に  $e^\pm$  が見付き、これが Bhabha と誤認されてロスになる。その合計は 479 events であり、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  事象全体の 4.8% であることがわかった。

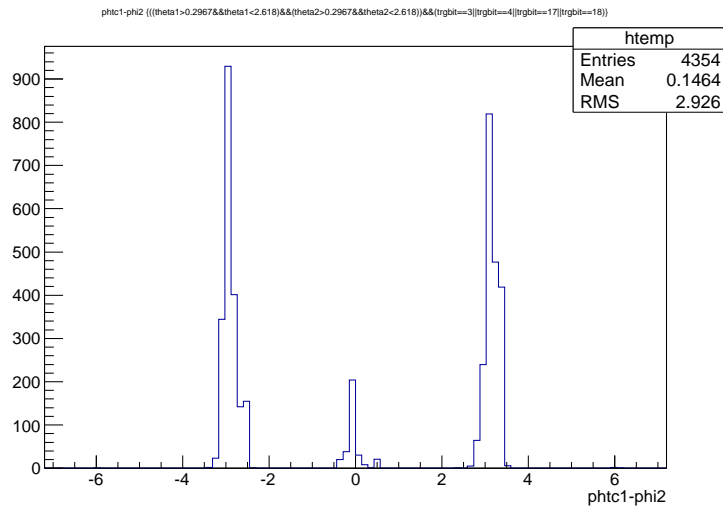


図 4.12: Bhabha 散乱での TC 1 と  $e^+$  の方位角の差 ( $\Delta\phi_1$ )。単位は rad ,  $\pm\pi$  rad に事象の集中がみられる。

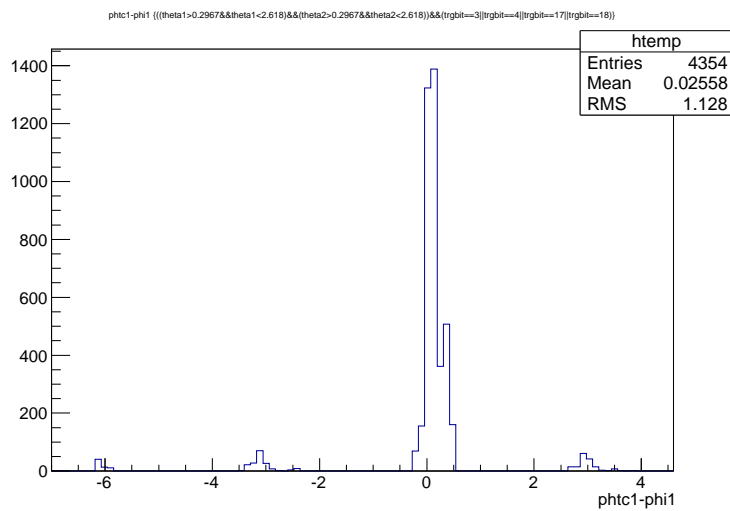


図 4.13: Bhabha 散乱での TC1 と  $e^-$  の方位角の差 ( $\Delta\phi_2$ )。単位は rad , 0 rad に事象の集中がみられる。

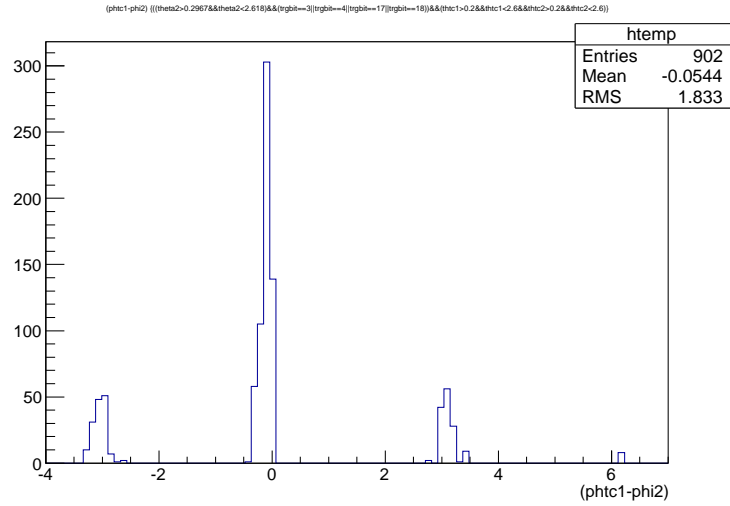


図 4.14: 陽電子が大きく散乱した  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程の TC1 と  $e^+$  の方位角の差。

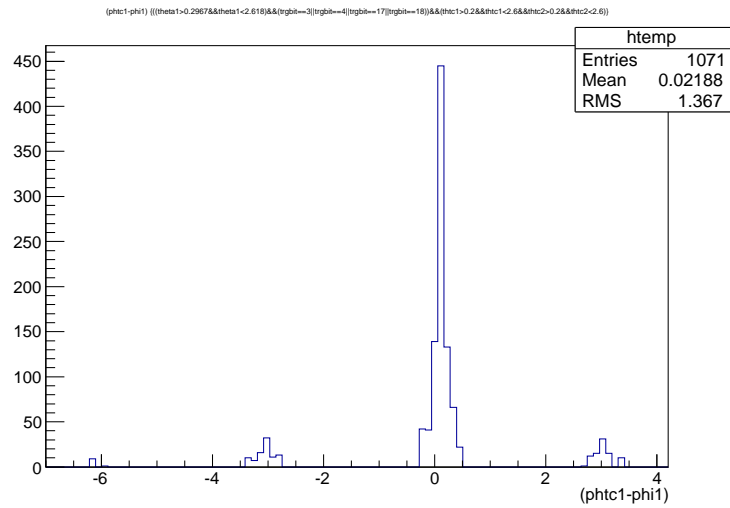


図 4.15: 電子が大きく散乱した  $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程の TC1 と  $e^-$  の方位角の差。



## 4.4 結果と考察

Belle II 実験における Bhabha 散乱識別トリガー条件を検討した。BHWIDE プログラムで生成したモンテカルロシミュレーション (MC) Bhabha 散乱 10,000 events を用いて、Belle 実験で用いられてきた Bhabha トリガー条件は 97% の効率で Bhabha 散乱を識別することが確かめられた。次に、Bhabha 散乱と誤認されて、ともにプリスケールされると支障がある低マルチプリシティ事象を代表して、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程の MC サンプル 9,998 events を用い、Belle の条件を課す際の誤認率は 45% であることがわかった。さらに、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  過程に対して、Bhabha 散乱を識別する条件として、最も検出エネルギーの大きいトリガーセル (TC1) の反対側に荷電粒子が存在する要求を追加し、誤認率は 4.8% まで低減可能であることがわかった。

したがって、カロリメーター、中央飛跡検出器といった測定器コンポーネント単位の情報のみでトリガー判別をするだけでなく、複数の測定器コンポーネントの情報を組み合わせる高レベルトリガーの適切な設定と運用が、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$  に代表される低マルチプリシティ事象の研究を Belle II 実験で進める上で重要であると言える。



## 関連図書

- [1] D. R. Yennie, S. Frautschi, H. Suura, Ann.Phys.(NY)
- [2] S. Actis *et al.*,( Working Group on Radiative Corrections and Monte Carlo Generators for Low Energies Collaboration), Eur. Phys. J. C66 (2010) 585-686.
- [3] M. Kobel *et al.*, (Two Fermion Working Group), arxiv:hep-ph/0007180.
- [4] W. Placzek *et al.*,arxiv:hep-ph/9903381.



## 謝辞

本研究を行うに当たり、お世話になりました方々に紙面を借りてお礼申し上げます。まず、このような素晴らしい研究に携わる機会を与えて下さった、高エネルギー物理学研究室の林井久樹教授、宮林謙吉准教授に深く感謝致します。指導教官である宮林先生には分かりやすく丁寧なご指導をしていただきました。林井先生には多くの有用な助言をしていただきました。本当にありがとうございます。イベントジェネレーターに関してはKEKの中山浩幸助教に大変お世話になりました。深く感謝いたします。また、卒業生である岩下友子さんには日頃さまざまな質問にお答えいただき、丁寧に教えていただきました。心より感謝いたします。同じく卒業生の峰村さつきさんにも細かい質問をさせていただき、いろいろな悩みを親身になってきいてくださいました。心より感謝いたします。同期の田中恵梨香さんには学業面、精神面共に支えてもらいました。ありがとうございます。M1の新井智穂さん、長谷川香織さん、学部生の中川麻佳さん、北内久美さん、太地彩さん、武田明莉さん、長坂憲子さん、横山紗依さんには充実した研究生生活を送れるよう支えてもらいました。最後になりましたが、この研究を行う上で関わっていただいた方々に深く感謝いたします。