

修士学位論文

ヒッグス粒子のCP混合度決定のための
ILC実験におけるタウレプトン崩壊チャンネルを用いた研究

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 山下研究室

横山 晴道

yokoyama@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

2014年1月

概要

2013年 LHC において、質量 125 GeV 付近にヒッグスポソンと思われる新粒子が発見された。この粒子が標準理論のヒッグス粒子か、もしくは新物理から予言される粒子か、その決定には性質の精密測定が求められている。決定すべき性質のひとつはヒッグス粒子の CP である。標準理論ではヒッグス粒子の CP は混合しておらず純粋な even であるのに対して、複数のヒッグス場を有する新物理のモデルにはヒッグス粒子の CP 混合を予言するものがある。ヒッグス粒子の CP が純粋な even でないことがわかれば、それは新物理が存在することの証拠となる。

ヒッグス粒子の CP が混合しているとすると、ヒッグス粒子の生成断面積や崩壊分岐比が標準理論で予想される値とずれる可能性がある。しかしながら、CP が混合していなくとも複数のヒッグス場が存在する場合には、生成断面積や崩壊分岐比が変化しうる。生成断面積や崩壊分岐比を測定するだけでは CP 混合を直接的に検証することはできない。よってヒッグス粒子の CP 混合を直接反映するものとして、ヒッグス粒子から崩壊した粒子の崩壊分布に注目した。本論文ではヒッグス粒子がタウレプトンに崩壊するチャンネルを対象として、タウレプトンの崩壊分布からヒッグス粒子の CP 混合の度合いを決定する手法を研究した。フェルミオンであるタウレプトンは CP-even, CP-odd のヒッグス場両方に対して tree-level の結合を持つので、CP の混合が崩壊分布に反映されやすい。

本研究では、特定のモデルに依らない形でヒッグス粒子の CP 混合角 α を定義し、CP 混合角に感度のある物理量を、タウレプトンから崩壊した荷電粒子の衝突パラメータをもちいて構築した。CP 混合をしているヒッグス粒子を含む事象のイベントジェネレータを実装し、CP 混合角に感度のある物理量の分布を確認した。

国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) 実験における CP 混合角 α の決定精度を示すことを目標とし、シミュレーションを行った。重心系エネルギーは 250 GeV を仮定し、GEANT4 に基づいた測定器フルシミュレーションを行った。 ZH associated production によってヒッグス粒子が生成され、 Z ボソンがクォークに崩壊するチャンネルを信号事象とした。信号事象と標準理論から予言されるすべての背景事象に対して事象選別をした後に、再構成された物理量からタウレプトンの崩壊モードの分類を行った。 $\pi^{\pm}\nu$, $e^{\pm}\nu\nu$, $\mu^{\pm}\nu\nu$ に崩壊するモードに対して、CP 混合角に感度のある物理量の分布を確認した。最終的に、ヒッグス粒子が CP-even であるとき 1000 fb^{-1} の統計のもとで、 $|\alpha| \lesssim 0.06\pi$ (統計有意度 1σ) で CP 混合角を決定できるとの結果を得た。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	CP の破れの現象論	1
1.1.1	電弱バリオン数生成	2
1.1.2	CP が混合したヒッグスセクターを有するモデル	2
1.2	ヒッグス粒子の CP の実験的検証	4
1.2.1	ヒッグス粒子の生成断面積・崩壊断面積	4
1.2.2	ヒッグス粒子の生成・崩壊にともなう運動学分布	4
1.3	LHC におけるヒッグス粒子の CP の研究	5
1.4	本研究の概要	6
第 2 章	CP が混合しているヒッグス粒子のタウレプトン崩壊	9
2.1	有効的な湯川結合と CP 混合角の定義	9
2.2	タウレプトンの横方向スピン相関と崩壊分布	9
2.3	CP 混合角に感度のある実験室系での物理量	10
2.3.1	定義	10
2.3.2	モンテカルロイベントにおける分布	13
第 3 章	ILC 実験	17
3.1	加速器系	17
3.1.1	電子・陽電子源	18
3.1.2	ダンピングリング	18
3.1.3	主ライナック	21
3.1.4	ビーム輸送系	21
3.2	ILD 測定器	22
3.2.1	飛跡検出器系	23
3.2.2	カロリメータ	26
3.2.3	ミュオン検出器とソレノイドコイル	28
第 4 章	シミュレーションと事象再構成	31
4.1	モンテカルロイベント生成	32
4.1.1	パートンの生成	32
4.1.2	Hadronization	32
4.1.3	タウレプトンの崩壊	34

4.2	測定器シミュレーション	34
4.3	事象再構成	35
4.3.1	飛跡再構成	35
4.3.2	Particle Flow Algorithm	35
4.3.3	タウジェット同定・タウレプトン再構成	36
第 5 章	解析と結果	39
5.1	信号事象と背景事象	39
5.2	事象選別	43
5.3	タウレプトンの崩壊モードの分類	52
5.4	CP 純粋状態の判別	56
5.5	CP 混合角の決定精度の評価	59
第 6 章	まとめ	64
付 録 A	電子陽電子衝突におけるヒッグス粒子の生成・崩壊過程	66
付 録 B	モンテカルロイベント生成プログラムの詳細	69
付 録 C	統計	76
	謝辞	81

目次

1.1	$\tan\beta$ と CP 混合を表すパラメータ α_b	3
1.2	LHC 実験で観測された 4 つのレプトンの不変質量	5
1.3	Z ボソンから崩壊したレプトンのつくる面の間のなす角度	5
1.4	信号事象のダイアグラム	7
2.1	タウレプトンのスピンの進行方向に平行な成分と垂直な成分	10
2.2	変数 ϕ の定義	11
2.3	異なる CP 混合角での変数 ϕ の分布	11
2.4	模式的に表した衝突パラメータベクトル	12
2.5	モンテカルロイベントにおける $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ の acoplanarity angle の分布	14
2.6	モンテカルロイベントにおける $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e)$ または $(\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ の acoplanarity angle の分布	14
2.7	モンテカルロイベントにおける $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \bar{\nu}_\tau)$ または $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ の acoplanarity angle の分布	15
2.8	モンテカルロイベントにおける $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ の mixing correlator 分布	16
2.9	モンテカルロイベントにおける $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e)$ または $(\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ の mixing correlator の分布	16
3.1	加速器系の全体図	18
3.2	ビームパルスの構造	19
3.3	電子源の全体図	19
3.4	陽電子源の全体図	20
3.5	ダンピングリングの位置関係と概略図	20
3.6	超伝導空洞の写真	21
3.7	主ライナック, クライオモジュールの横からの断面図	21
3.8	ビーム輸送系	22
3.9	ILD 測定器の断面図	23
3.10	push-pull システム	24
3.11	ILD 測定器を構成する物質の放射長と相互作用長	24
3.12	崩壊点検出器における衝突パラメータの分解能	25

3.13	崩壊点検出器の断面図	26
3.14	シリコン飛跡検出器	27
3.15	ジェットエネルギー分解能	27
3.16	バレル部のカロリメータ	28
3.17	前方カロリメータ	29
3.18	BeamCAL におけるエネルギーデポジット	29
3.19	ミューオン検出器とソレノイドコイルの断面図	30
4.1	シミュレーション, 事象再構成と解析の流れ	31
4.2	Final-state radiation, Fragmentation の模式図	33
4.3	トラックパラメータの定義	36
4.4	Particle Flow Algorithm のシミュレーションのイベント・ディスプレイ	37
5.1	ビームに起因する 2 光子反応のダイアグラム	40
5.2	主要な背景事象のダイアグラム	41
5.3	M_{qq} の分布	44
5.4	E_{qq} の分布	45
5.5	$\cos \theta_{\text{taujets}}$ の分布	46
5.6	$\sum^{\tau^\pm} \log_{10} d_0/\sigma(d_0) $ の分布	47
5.7	$\sum^{\tau^\pm} \log_{10} z_0/\sigma(z_0) $ の分布	47
5.8	M_{taujets} の分布	48
5.9	E_{taujets} の分布	49
5.10	$M_{\tau\tau}$ の分布	49
5.11	M_{recoil} の分布	50
5.12	$E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})$ と $(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})/P_{\text{trk}}$ の散布図	53
5.13	崩壊モードが共に $\pi^\pm\nu$ である事象の acoplanarity angle の分布	56
5.14	崩壊モードが $\pi^\pm\nu$ と $e^\mp\nu\nu$ である事象の acoplanarity angle の分布	57
5.15	崩壊モードが $\pi^\pm\nu$ と $\mu^\mp\nu\nu$ である事象の acoplanarity angle の分布	57
5.16	検定統計量 \log likelihood ratio の分布	58
5.17	崩壊モードが共に $\pi^\pm\nu$ である事象の mixing correlator の分布	59
5.18	崩壊モードが $\pi^\pm\nu$ と $e^\mp\nu\nu$ である事象の mixing correlator の分布	60
5.19	崩壊モードが $\pi^\pm\nu$ と $\mu^\mp\nu\nu$ である事象の mixing correlator の分布	60
5.20	CP 混合角 α に対する $-2\Delta \ln \mathcal{L}$	62
5.21	それぞれの積分ルミノシティに対する $\Delta\alpha_+$ と $\Delta\alpha_-$	63
A.1	ヒッグス粒子の生成過程のダイアグラム	67

A.2	ヒッグス粒子の生成断面積	67
A.3	ヒッグス粒子の全崩壊幅	68
A.4	ヒッグス粒子の崩壊分岐比	68

表 目 次

1.1	想定するヒッグス粒子の性質, 実験の条件	6
1.2	Z ボソンの崩壊分岐比	7
2.1	τ^- の崩壊分岐比	12
3.1	ILC ($\sqrt{s} = 250$ GeV) ビームの設計パラメータ	17
5.1	信号事象の生成断面積	40
5.2	背景事象の生成断面積	41
5.3	事象選別のカット	43
5.4	カットによる事象数の変化	51
5.5	タウレプトン崩壊モードの分類後の事象数	54
5.6	タウレプトン崩壊モード分類の efficiency と purity	55
5.7	それぞれの積分ルミノシティに対する $\Delta\alpha_+$ と $\Delta\alpha_-$	61



第1章 序論

標準理論は高エネルギーにおける素粒子のふるまいを正確に記述していることが、加速器実験を含めたさまざまな実験により確かめられている。3世代のクォークとレプトンが物質を構成し、それらの間の相互作用をゲージボソンが担う。弱い力を媒介する W/Z ボソンの質量の起源としてヒッグス機構が考えられた [1]。複素スカラー場をひとつ導入し適当なスカラーポテンシャルを考えることによって、真空の $SU(2) \times U(1)$ 対称性が自発的に破れ、 W/Z ボソンが有限の質量を持つ。また同じ機構によって、カイラル非対称なフェルミオンが質量を持つ。このようにスカラー場を導入した結果として、ヒッグスボソンといわれるスピン 0 の粒子が存在することが予言される。

2012年、大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider, LHC) の ATLAS・CMS 両実験において、質量 125 GeV 程度のヒッグスボソンと思われる新粒子が発見された [2, 3]。この粒子が標準理論のみで記述できるとすれば、ヒッグス粒子の質量によってすべてのパラメータが決まったので生成・崩壊過程が正確に計算できる。このことを付録 A で説明した。もしこの粒子が新物理によって予言される粒子であれば、その性質が標準理論の予想と異なる可能性がある。それゆえヒッグス粒子の生成断面積、崩壊分岐比、スピン、CP などの性質を精密に測定することは非常に重要である。

本研究ではヒッグス粒子の CP に注目した。標準理論においてはヒッグス粒子の CP は純粋な even である。もしヒッグス粒子が新物理から予言される粒子であるとき、その CP が even ではない可能性がある。2 つ以上の複素スカラー場を有するモデルでは、CP-even と CP-odd の中性ヒッグス場が存在し、それらの CP 固有状態が質量固有状態と異なっている可能性がある。ゆえにヒッグス粒子の CP を測定することは、拡張ヒッグスセクターの探索することである。CP の破れを含む拡張ヒッグスセクターは、電弱バリオン数生成を説明する可能性があるため [4]、このようなシナリオは宇宙論からも強く動機づけをされている。

1.1 CP の破れの現象論

宇宙論の問題であるバリオン数生成を紹介し、それを説明するためには CKM 行列以外の CP の破れが必要であることを述べる (1.1.1 項)。そして具体的な拡張ヒッグスセクターの例として、Two Higgs-doublet model を説明する (1.1.2 項)。

1.1.1 電弱バリオン数生成

宇宙において粒子と反粒子の数が等しく存在していないことが実験的な観測からわかっている．エントロピー密度 s (ほとんどは光子が寄与する) とバリオンの数密度 n_b との比が

$$\eta = \frac{n_b}{s} = (0.7-0.9) \times 10^{-10} \quad (1.1)$$

程度であることが、宇宙背景放射のゆらぎの測定から知られている [5] . η が有限の値をもつことから、インフレーション終了から元素合成が始まるまでにバリオンのみが優位に生成されたと考えられる . バリオン数生成がおこるためには、よく知られたサハロフの3条件 [6] を満たすことが必要である . それは (1) バリオン数を破る過程の存在 (2) C, CP 対称性がやぶれていること (3) 熱平衡からの離脱、である . この3条件をみたしうる生成メカニズムのひとつに電弱バリオン数生成がある . これは電弱理論の枠内でバリオン数生成を説明しようとするものである . スファレロン過程という真空間の遷移によってバリオン数生成が行われ (1) , 電弱対称性の破れが一次相転移であるばあいに熱平衡から離脱する (3) . 標準理論の CKM 行列だけでは CP の破れの大きさ (2) が十分でないことが明らかになっている [7] . ヒッグスセクターの CP の破れはバリオン数生成に必要な CP の破れを与え、電弱バリオン数生成のシナリオを可能にする . [4] によれば、現在の宇宙のバリオン非対称度を説明する CP 混合の大きさは $0.1 = 10\%$ 程度であると思われる . Two Higgs-doublet model (type-II) を仮定し、電子・中性子の電気双極子モーメント測定、LHC における $\sigma(gg \rightarrow h)$, $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$ の測定による制限を考慮している .

1.1.2 CP が混合したヒッグスセクターを有するモデル

CP が混合したヒッグスセクターを有するモデルは複数存在する . その一例として、この節では Two Higgs-Doublet Model (2HDM) を紹介する [8] . 標準理論ではひとつの複素スカラー 2 重項を仮定するが、2HDM ではふたつの 2 重項 Φ_1, Φ_2

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \phi_i + i\chi_i) \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2) \quad (1.2)$$

を考える . 2HDM のヒッグスポテンシャルは一般的に以下のように書ける .

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\ & + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}(\lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \text{h.c.}) \\ & - \frac{1}{2}(m_{11}^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + (m_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \text{h.c.}) + m_{22}^2\Phi_2^\dagger\Phi_2) \end{aligned} \quad (1.3)$$

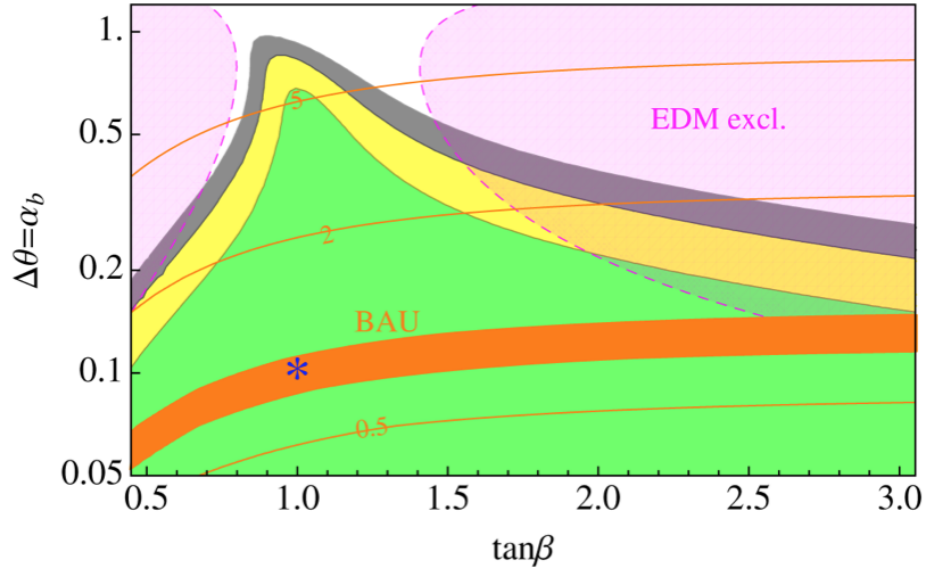


図 1.1: $\tan\beta$ と CP 混合を表すパラメータ α_b . α_b は次の節の α_2 に対応する . $\alpha = \beta - \pi/2$, 一番軽いヒッグスの質量を 125 GeV , 次に軽いヒッグスの質量を 400 GeV と仮定している . ピンクが電気双極子モーメントの測定により棄却されている領域をあらわす . 黄色 , 緑 , 灰色は LHC における $\sigma(gg \rightarrow h)$, $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$ の global fit による 1,2,3 σ の領域をあらわす .

Φ_1, Φ_2 は自発的対称性の破れによって真空期待値 v_1, v_2 を得る . それらの比をとって β を定義する .

$$\tan\beta = v_2/v_1 \quad (1.4)$$

対称性がやぶれる前はスカラー場の自由度が 8 つあるが , 対称性が破れると $G^0 = \cos\beta\chi_1 + \sin\beta\chi_2$, $G^\pm = \cos\beta\phi_1^\pm + \sin\beta\phi_2^\pm$ の 3 つの場がゲージボソンの縦偏極成分になるので , 物理的な自由度が 5 つとなる . このうち 2 つが荷電ヒッグス場 H^\pm

$$H^\pm = -\sin\beta\phi_1^\pm + \cos\beta\phi_2^\pm \quad (1.5)$$

であり , 残る 3 つ $\phi_1, \phi_2, A = -\sin\beta\chi_1 + \cos\beta\chi_2$ が CP-even と CP-odd のヒッグス場である . 式 (1.3) のラグランジアンは (ϕ_1, ϕ_2, A) によって対角化されていないので質量固有状態ではない . 質量固有状態に対角化したときの , 新しい基底を (h_1, h_2, h_3) とすると ,

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = R_x(\alpha_1)R_y(\alpha_2)R_z(\alpha_3) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ A \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

などにかける．ただし， $R_i(\cdot)$ は i 方向に関する回転行列である．ちなみに最も軽いヒッグス場 h_1 は

$$h_1 = (\cos \alpha_3 \cos \alpha_2) \phi_1 + (\sin \alpha_3 \cos \alpha_2) \phi_2 + \sin \alpha_2 A \quad (1.7)$$

と書ける．このように複数のスカラー 2 重項が存在するとき，物理的なヒッグス場が CP 固有状態でない，つまり CP 混合している可能性がある．

1.2 ヒッグス粒子の CP の実験的検証

1.2.1 ヒッグス粒子の生成断面積・崩壊断面積

前節で見たように複数のヒッグス場が存在し，これらが混合して物理的なヒッグス場が構成されているとき，ヒッグス粒子と他の粒子との結合定数の大きさが変化する．つまり，生成断面積や崩壊分岐比の大きさが標準理論から予言される値と異なる可能性がある．重心系エネルギー 250 GeV 付近の ILC においては ZH associated production によってヒッグス粒子が生成される（電子陽電子衝突におけるヒッグス粒子の生成と崩壊のパターンについては，付録 A で説明した）．この生成断面積の大きさは ZZh の結合定数の 2 乗に比例する．[9] によれば，2HDM と標準理論における，もっとも軽いヒッグス粒子の tree-level の ZZh 結合 $g_{2\text{hdm}}$ と g_{SM} の比は，

$$\frac{g_{2\text{hdm}}}{g_{\text{SM}}} = \cos \alpha_3 \cos \alpha_2 \cos \beta + \sin \alpha_3 \cos \alpha_2 \sin \beta \quad (1.8)$$

とかける．前節の β, α_i を用いた． $|g_{2\text{hdm}}/g_{\text{SM}}|^2$ は常に 1 よりも小さいことがわかる．ゆえに，ヒッグス粒子の CP が混合していれば， ZH associated production による生成断面積が小さくなる．また，ヒッグス粒子の崩壊分岐比も CP 混合の度合いによって変化する．しかしながら，2つの CP-even の場 ϕ_1, ϕ_2 の混合 α_2 によってもこれらの物理量の値は変化する．よって生成断面積，崩壊分岐比を測定するだけで，CP-even と CP-odd が混合していると断定することはできない．また，生成断面積や崩壊分岐比の値は新物理のモデルに依存するため，モデルが異なれば測定値に対する解釈が異なってくる．そのため，モデルに依らず CP を直接測定するためには次の節で述べるような，生成・崩壊にともなう分布の違いに注目する必要がある．

1.2.2 ヒッグス粒子の生成・崩壊にともなう運動学分布

ヒッグス粒子が生成・崩壊した際の CP を反映する分布を測定することで，ヒッグス粒子の CP を直接測定することができる．そのような特徴をもつ分布のひとつは， ZH associated production によって生成された Z ボソンのビーム軸からの角度である [10]．この分布は純粋にヒッグス粒子の CP の混合の度合いだけによるため，CP の直接測定を可能にする．

また，ヒッグス粒子から崩壊した粒子の分布にも CP が影響を与える．ヒッグス粒子の CP は，崩

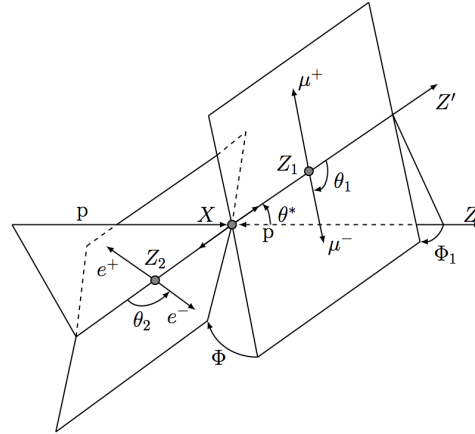
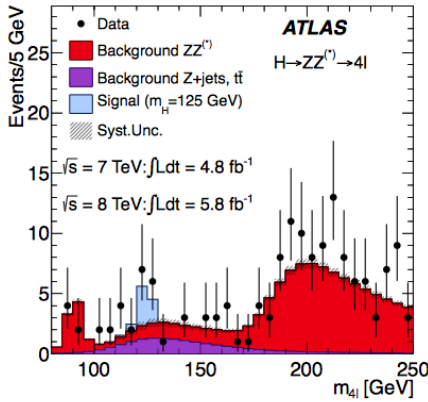


図 1.2: LHC 実験で観測された 4 つのレプトンの不変質量 [2] . 水色で示されたピークがヒッグス粒子に由来するものである .
 図 1.3: Z ボソンから崩壊したレプトンのつくる面の間のなす角度 [13] . 図中の Φ の分布が CP の値によって変化する .

壊した粒子のスピン相関に影響するので、その粒子の崩壊分布を測定することによってヒッグス粒子の CP を決定することができる . これを可能とするヒッグス粒子からの崩壊粒子は、 Z ボソンとタウレプトンである . LHC では Z ボソン崩壊チャンネルを用いて CP の決定が行われている . そして本研究では ILC 実験を想定して、タウレプトン崩壊チャンネルを用いる .

1.3 LHC におけるヒッグス粒子の CP の研究

先の節ではヒッグス粒子から崩壊した粒子がさらに崩壊した時の分布を観測することで、CP の情報が引き出せると述べた . そのような方法を用いて LHC の ATLAS・CMS 実験においてヒッグス粒子の CP について研究された [11, 12] . 両実験では、ヒッグス粒子が Z ボソンに崩壊し Z ボソンが 2 つの電子もしくはミュオンに崩壊するチャンネルを解析に使用している . 図 1.2 に示したように 4 つのレプトンの不変質量がヒッグス粒子の質量付近にピークを持つ . このチャンネルはハドロン背景事象が多い LHC において 4 つのレプトンを用いているため、S/N が良いことが解析の上での利点である . 図 1.3 には Z ボソンがレプトンに崩壊するときの角度などの、崩壊分布を表す変数を示した . 図中で示されている Φ は Z ボソンから崩壊した 2 つのレプトンのつくる面のあいだの角度であり、ヒッグス粒子の CP の値によってこの Φ の分布が変化する . Φ は 4 つのレプトンの運動量によって再構成することができる .

CP-even と CP-odd の純粋状態について検定が行われた結果、すでに CP-odd である可能性が信頼水準 95% 以上で排除されている . ヒッグス粒子の CP 混合についてはまだ結果が出ておらず、解析が進行中であると思われる .

物理的な観点から考えると、ヒッグス粒子が Z ボソンに崩壊するチャンネルはタウレプトンに崩壊

表 1.1: 想定するヒッグス粒子の性質, 実験の条件.

ヒッグス粒子の質量	125 GeV/ c^2
ヒッグス粒子のタウレプトン崩壊分岐比	6.32%
重心系エネルギー	250 GeV
ビーム偏極 (P_-, P_+)	(-0.8, +0.3)
積分ルミノシティ	250 - 1000 fb $^{-1}$

するチャンネルに比べて, CP 混合に関して感度が小さい. なぜならば CP-odd のヒッグス場 A は, ゲージボソンの tree-level の結合が存在しないため, フェルミオンのループを介してはじめてゲージボソンに崩壊できるからである. すなわち, CP-odd 成分がある程度存在したとしてもループによって抑制されるため, 実験で観測できる混合の度合いが極めて小さい. これについての定量的な記述は, [14] を参照してほしい.

1.4 本研究の概要

本研究では, 国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) 実験を想定して, ヒッグス粒子の CP 混合を決定する方法について考え, シミュレーションを行った. ヒッグス粒子がタウレプトンに崩壊するチャンネルを解析の対象にし, タウレプトンの崩壊分布から CP の情報を引き出す. ヒッグス粒子の CP 混合の度合いがタウレプトンの崩壊分布に与える影響については, 第 2 章で詳しく説明する. 中性ヒッグス場 ϕ_1, ϕ_2, A はすべてフェルミオンとの tree-level の結合をもつ. そのため Z ボソン崩壊チャンネルのように odd 成分がループで抑制されることはなく, CP 混合が崩壊分布に反映されやすい.

Z ボソン崩壊チャンネルに比較して実験的に難しい点がある. それはタウレプトンが崩壊のときにタウニュートリノを放出するので, かならず消失運動量が存在することである. このためタウレプトンの運動量を再構成することは不定性が伴う. CP 混合角に感度のある物理量を定義するとき, 消失運動量の再構成をせずに, タウレプトンから崩壊した荷電粒子の衝突パラメータを使用した. この物理量を用いて, ヒッグス粒子の CP 純粋状態の判別と, CP 混合角の決定精度の評価をすることを目標とした.

本解析で想定するヒッグス粒子の性質, 実験の条件を表 1.1 に示した. ヒッグス粒子の質量は 125 GeV, タウレプトンへの崩壊分岐比は [15] を参考に 6.32% と仮定した. ビームの重心系エネルギー 250 GeV を想定した. そのためヒッグス粒子は主に ZH associated production によって生成される. ビーム偏極は $(P_-, P_+) = (-0.8, +0.3)$ と設定した. ビーム偏極については付録 A で簡単に説明した. 積分ルミノシティは 250 fb $^{-1}$ から 1000 fb $^{-1}$ を仮定した. また先の節で 2HDM を紹介したが, 本研究では特定のモデルに依存せずヒッグス粒子の CP 混合を考えるために, CP 混合によってヒッグス粒子の生成断面積は変化しないと仮定した.

表 1.2: Z ボソンの崩壊分岐比 [16] .

	崩壊分岐比 (%)
$Z \rightarrow ll$ (荷電レプトン)	10.097 ± 0.007
$Z \rightarrow qq$ (クォーク)	69.91 ± 0.06
$Z \rightarrow \nu\nu$ (ニュートリノ)	20.00 ± 0.06

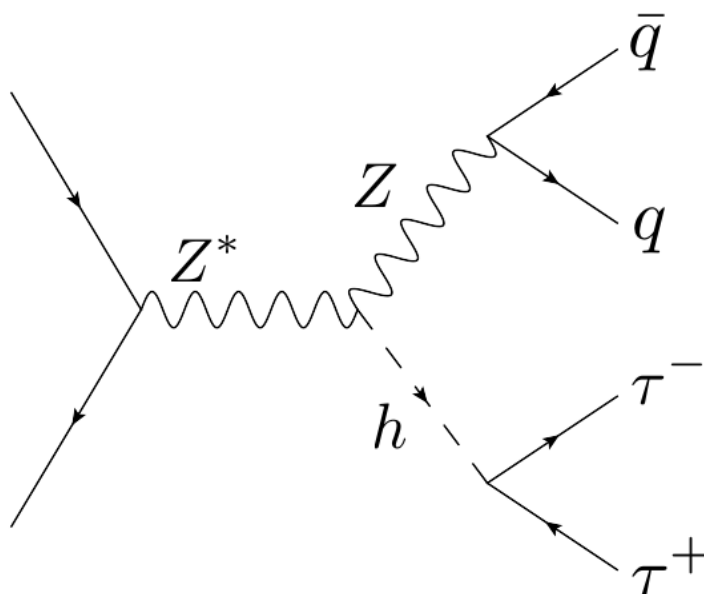


図 1.4: 信号事象のダイアグラム .

信号事象のダイアグラムを図 1.4 に示した . ヒッグス粒子が ZH associated production で生成されるため , Z ボソンが付随して生成される . Z ボソンがクォーク対に崩壊するチャンネル $Z \rightarrow qq$ を採用した . その理由のひとつは表 1.2 に示したように , クォーク対への崩壊分岐比が荷電レプトン , ニュートリノへのチャンネルよりも大きいからである . もうひとつの理由は , 他の崩壊モードよりも衝突パラメータベクトルが精度よく測定できるからである . これは , 電子陽電子の反応点を荷電粒子の飛跡から再構成するので粒子が多く生成されるジェット過程のほうが正確に反応点を決定できる , という事情による .

本論文の構成を説明する . 第 2 章では CP が混合しているヒッグス粒子のタウレプトン崩壊チャンネルについて , 崩壊分布を説明する . そして CP に感度のある物理量を定義し , その分布をモンテカルロイベントで確認する . 第 3 章では ILC 実験で考えられている加速器と測定器について述べる . 第

4章では解析で使ったモンテカルロイベントの生成方法や測定器シミュレーション，事象再構成の方法を説明する．第5章はILC実験におけるCP混合角の決定精度の評価を目標とした，解析の内容を議論する．最後に第6章でまとめと今後の課題を述べた．

第2章 CPが混合しているヒッグス粒子のタウレプトン崩壊

2.1 有効的な湯川結合とCP混合角の定義

本研究では具体的なヒッグスセクターのモデルを仮定せずに、一般的にCPが混合しているヒッグス粒子を考える。そのために、CPが混合しているヒッグス粒子とタウレプトンの有効的な湯川結合を定義した。ψをタウレプトンの場、hを対称性が破れた後のヒッグス場とすると、以下のように湯川結合が定義される [17]。

$$\mathcal{L}_{\text{tau}} = -\frac{m_{\tau}}{v} \bar{\psi} (\cos \alpha + i \sin \alpha \gamma^5) \psi h \quad (2.1)$$

ここでαをCP混合角と呼ぶ。αのとりうる範囲は $-\pi/2 < \alpha \leq \pi/2$ で、 $\alpha = 0$ が純粋なCP-evenであり、 $\alpha = \pi/2$ が純粋なCP-oddである。 $\alpha = 0, \pi/2$ 以外の値をとるとき、ヒッグス粒子の「CPが混合している」、または「CPが破れている」という。式(2.1)にあるように結合の強さはαの値によらず同じ、すなわちヒッグス粒子の断面積や崩壊分岐比は変化しないと仮定した。CP混合角がヒッグス粒子から崩壊した粒子の分布にどのように影響するのかについて、この章の残りの部分で説明する。

2.2 タウレプトンの横方向スピン相関と崩壊分布

以下、ヒッグス粒子の静止系で話を進める。ヒッグス粒子はスピン0なので、CP混合角αによらずタウレプトンは等方的に崩壊する。このためタウレプトンの運動方向から、CP混合角αの情報を引き出すことはできない。CP混合角は、ヒッグス粒子から崩壊したタウレプトン対の進行方向と垂直な方向のスピン相関にあらわれる。図2.1によって説明した。それぞれのαに対する、特定の方向のスピンがでる崩壊の確率Γを以下に示した [18]。

$$\Gamma(S^+, S^-; \alpha) \propto 1 - S_{\parallel}^+ \cdot S_{\parallel}^- + S_{\perp}^+ \cdot R(2\alpha) S_{\perp}^- \quad (2.2)$$

ここで S_{\parallel}^{\pm} (S_{\perp}^{\pm})は、タウレプトン対の重心系で見たときの、タウレプトンの進行方向にたいして平行(垂直)な偏極ベクトルであり、 $R(2\alpha)$ はタウレプトンの進行方向にたいして 2α だけ回転させる回転行列である。 S_{\perp} 方向に関して角度 2α だけずれているように2つのスピンの決まる確率がもっとも大きい。式(2.2)からもわかるように、進行方向と平行な方向にはαの値によるスピン相関の違いは

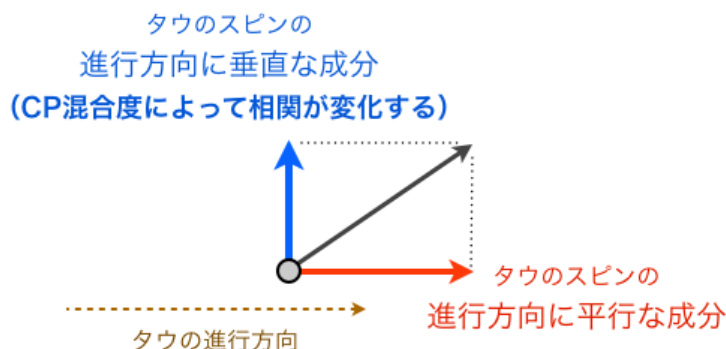


図 2.1: タウレプトンのスピンの進行方向に平行な成分と垂直な成分。

あらわれない。

粒子のスピンを直接測定することが不可能だが、タウレプトンから崩壊した粒子の分布によってスピン方向の情報を引き出す。CP 混合角 α によって分布が変化するような変数 ϕ を定義しよう。 τ^\pm 粒子から崩壊した荷電粒子を X^\pm ($X = e, \mu, \pi, \rho, a_1, \dots$) とする。タウレプトンがハドロンに崩壊する場合は、 X^- は τ^- のスピンと同じ方向に出やすく、 X^+ は τ^+ のスピンと異なる方向に出やすい [19]。それとは逆にタウレプトンがレプトンに崩壊する場合は、 X^- は τ^- のスピンと異なる方向に出やすく、 X^+ は τ^+ のスピンと同じ方向に出やすい。これらの特徴から、次のように ϕ を定義するのが適切である。図 2.2 で示したように、タウレプトンの方向に垂直な平面を F とし、 X^\pm の方向を平面 F に射影する。 τ^- の進行方向に平面 F をみたときに、 X^- から X^+ に反時計回りにまわしていったときの角度を ϕ と定義する。 ϕ のとりうる値は $0 \leq \phi < 2\pi$ である。

2 つのタウレプトンが共に $\pi^\pm \nu$ に崩壊するモードにおいて、異なる CP 混合角での ϕ の分布を図 2.3 に示した [19]。それぞれの α の値に対して、 ϕ の分布は $\phi = 2\alpha$ において最大をとる。 $\pi^\pm \nu$ も含めたタウレプトンの主要な崩壊モードを表 2.1 にまとめた。タウレプトンが崩壊するときに、崩壊する粒子の数が多かったり、中間状態の質量が大きいほど、スピン方向に対する崩壊粒子の指向性は小さくなる傾向にある。したがって、もっとも指向性を持ち、分布に違いがあらわれやすい崩壊モードの組み合わせは、先に図で示した $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau)$ である。

2.3 CP 混合角に感度のある実験室系での物理量

2.3.1 定義

前節では CP 混合角に依存する分布をもつ変数 ϕ を、タウレプトン対の重心系で議論した。 ϕ を計算するためには、タウレプトンの運動量を正確に求める必要がある。ただし、タウレプトンは崩壊の

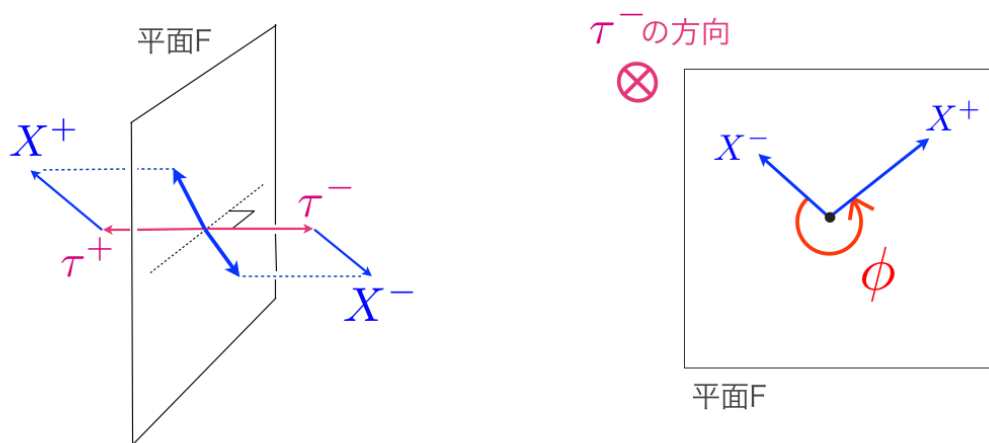


図 2.2: 変数 ϕ の定義 (左) タウレプトン対の重心系で, タウレプトンの方向と垂直な平面を F とする. X^\pm の運動量を平面 F に射影する (右) τ^- の方向に平面 F をみたときに, X^- から X^+ へ反時計回りにまわったときの角度を ϕ とする.

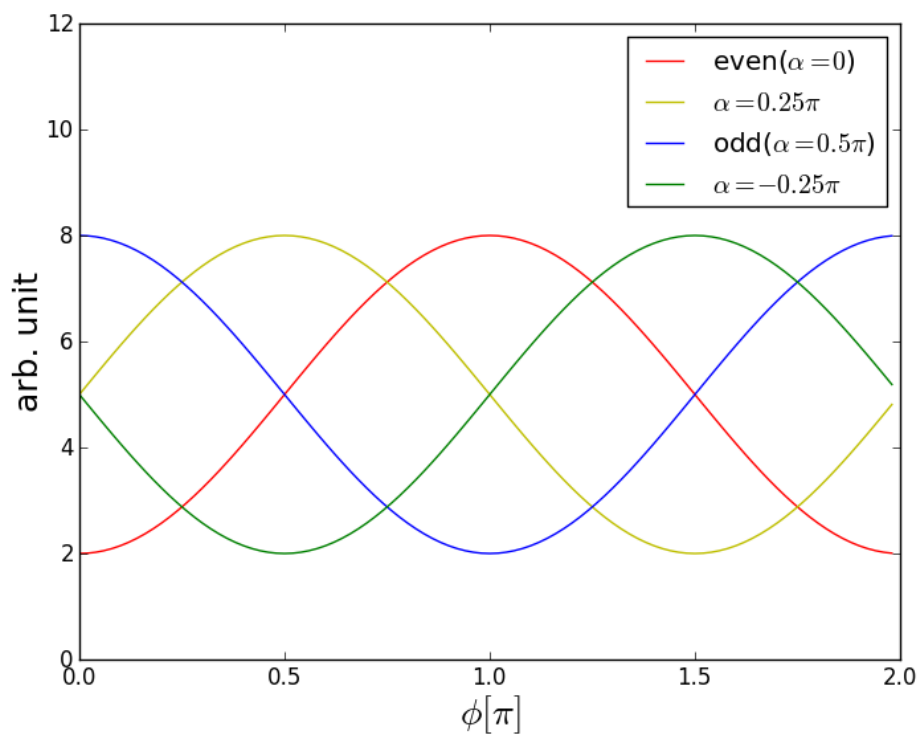


図 2.3: 異なる CP 混合角での変数 ϕ の分布. 崩壊モードは $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$.

表 2.1: τ^- の崩壊分岐比 [16] .

	崩壊分岐比 (%)	中間状態
$\pi^- \nu_\tau$	10.91 ± 0.07	
$e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	17.85 ± 0.05	
$\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	17.36 ± 0.05	
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.51 ± 0.09	$\rho(770)^-$
$\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	9.00 ± 0.06	$a_1(1260)^-$
$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9.29 ± 0.11	$a_1(1260)^-$

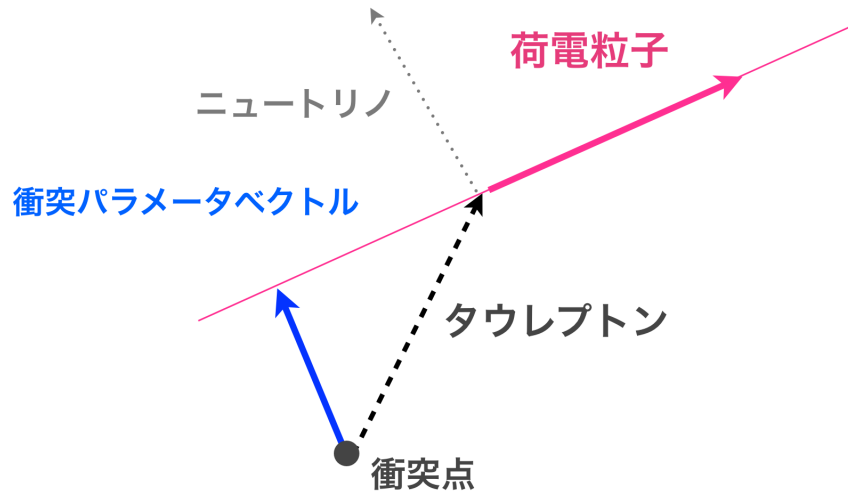


図 2.4: 模式的に表した衝突パラメータベクトル .

ときにタウニュートリノを放出し、消失運動量が生じるため、運動量の再構成に不定性が生じる。タウレプトンの再構成に関して、この解析では特に高い精度がもとめられる。なぜならば崩壊粒子の運動量のタウレプトンの進行方向に垂直な成分 p_\perp は、タウレプトン静止系からヒッグス粒子の静止系へのローレンツブーストによって変化しないからである。そのため p_\perp はタウレプトンの静止系で期待される $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$ 程度と小さい。したがって、本研究ではタウレプトン運動量を再構成することなしに、前節の ϕ の情報をもつような実験室系での物理量を構成した。これはタウレプトンから崩壊する荷電粒子の衝突パラメータを用いて定義される [20, 21]。衝突パラメータとは、電子陽電子の反応点と、荷電粒子の飛跡との最も近い点のあいだの距離である。図 2.4 に模式的に示した。本研究では衝突パラメータの 3 次元情報をもちいるので、衝突パラメータベクトルとよぶことにする。3 つの π^\pm に崩壊する $a_1\nu$ 崩壊モードでは、3 つの π^\pm の飛跡より崩壊点を計算し a_1 メソンの飛跡を求めることで、同じように物理量を構成できる [22]。

以下に物理量の構成方法をのべる。タウレプトンから崩壊した荷電粒子 X^\pm の衝突パラメータベク

トルを $\mathbf{v}_{\text{lab}}^{\pm}$ とする． $\mathbf{v}_{\text{lab}}^{\pm}$ を空間成分とし，第0成分を0とした4元ベクトル $v_{\text{lab}}^{\pm} = (0, \mathbf{v}_{\text{lab}}^{\pm})$ を定義する． v_{lab}^{\pm} を X^{\pm} の重心系にブーストして，その空間成分を \mathbf{v}^{\pm} とする． X^{\pm} の重心系で， X^{\pm} の運動方向に対する \mathbf{v}^{\pm} の垂直成分の単位ベクトルを $\hat{\mathbf{v}}_{\perp}^{\pm}$ とかく．これらを用いて物理量 acoplanarity angle を以下のように定義する．

$$\phi_a = \arccos(\hat{\mathbf{v}}_{\perp}^{+} \cdot \hat{\mathbf{v}}_{\perp}^{-}) \quad (2.3)$$

ϕ_a の取りうる範囲は， $0 \leq \phi_a < \pi$ である．さらに，mixing correlator という物理量を定義する．mixing correlator は X^{\pm} の重心系での X^{-} の運動量ベクトルの単位成分を $\hat{\mathbf{p}}$ として，

$$\psi_{\text{cp}} = \arccos(\hat{\mathbf{p}} \cdot (\hat{\mathbf{v}}_{\perp}^{+} \times \hat{\mathbf{v}}_{\perp}^{-})) \quad (2.4)$$

と定義される． $0 \leq \psi_{\text{cp}} < \pi$ である．acoplanarity angle は CP-even と CP-odd を判別するとき用いる変数，mixing correlator は CP 混合角 $\alpha = 0$ のまわりで， α の決定精度を評価するとき用いる変数である．次の項でモンテカルロイベントを用いてこれらの変数の分布を確認する．

タウレプトンの ρ^{\pm} メソン崩壊モード ($\tau^{-} \rightarrow \rho^{-} \nu_{\tau} \rightarrow \pi^{-} \pi^0 \nu_{\tau}$) は，これまで述べてきたような方法を適用しても，CP 混合角に感度のある物理量にはならない．なぜなら ρ^{\pm} から崩壊した π^0 (質量 134.97 MeV) が2つの光子に崩壊するため， ρ^{\pm} メソンの飛跡を正確に決定することができず，衝突パラメータを求めることができないからである．本解析ではこの崩壊モードを用いていないから言及しないが，他の方法で CP 混合角に感度のある物理量を構成することができる [22] ．

2.3.2 モンテカルロイベントにおける分布

モンテカルロイベントにおける acoplanarity angle の分布を確認する．CP 混合角 $\alpha = 0$ (CP-even)， $\alpha = 0.5\pi$ (CP-odd) の場合に，タウレプトンが共に $\pi^{\pm}\nu$ に崩壊するときの acoplanarity angle の分布を図 2.5 に示した．図からわかるように，CP-even が右上がり，CP-odd が右下がりの分布を示している． $\alpha = 0$ から α が大きくなるにしたがって傾きが小さくなり， $\alpha = 0.25\pi$ (CP が最大限混合している状態) で分布が平坦になる．さらに α が大きくなると傾きが負になって小さくなり， $\alpha = 0.5\pi$ で傾きの大きさが最大になる．この崩壊モードの組み合わせは全体の 1.2% と非常に小さいが， α による分布の違いが最も大きい組み合わせである．図 2.6 に，一方が $\pi^{\pm}\nu$ ，他方が $e^{\pm}\nu\nu$ に崩壊するときの分布を示した．タウレプトンのレプトン崩壊モードはニュートリノが2つ出るので，スピンに対する指向性が $\pi^{\pm}\nu$ に比べて小さい．またハドロン崩壊のときとは指向性が反転する．図 2.6 からはそのことが確認できる．すなわち図 2.6 の分布は図 2.5 より平坦に近く，極性が逆である．図 2.7 には，一方が $\pi^{\pm}\nu$ ，他方が $\pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp}\nu$ に崩壊するときの分布を示した．3-prong 崩壊するときには中間状態の粒子 a_1 メソンが 1260 MeV と重いので，スピンに対する指向性が $\pi^{\pm}\nu$ に比べて小さい．そのため，図 2.5 に比べると分布は平坦である．

次に mixing correlator の分布を確認する．タウレプトンが共に $\pi^{\pm}\nu$ に崩壊するときの分布を図 2.8

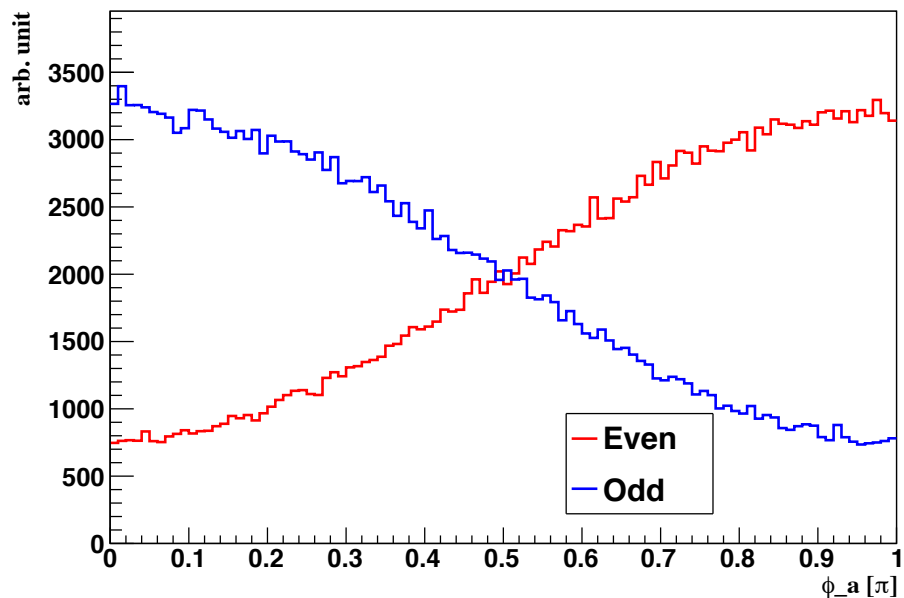


図 2.5: モンテカルロイベントにおける acoplanarity angle の分布．タウレプトンの崩壊モードは $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ である．赤線が CP-even, 青線が CP-odd のヒッグス粒子の場合である．

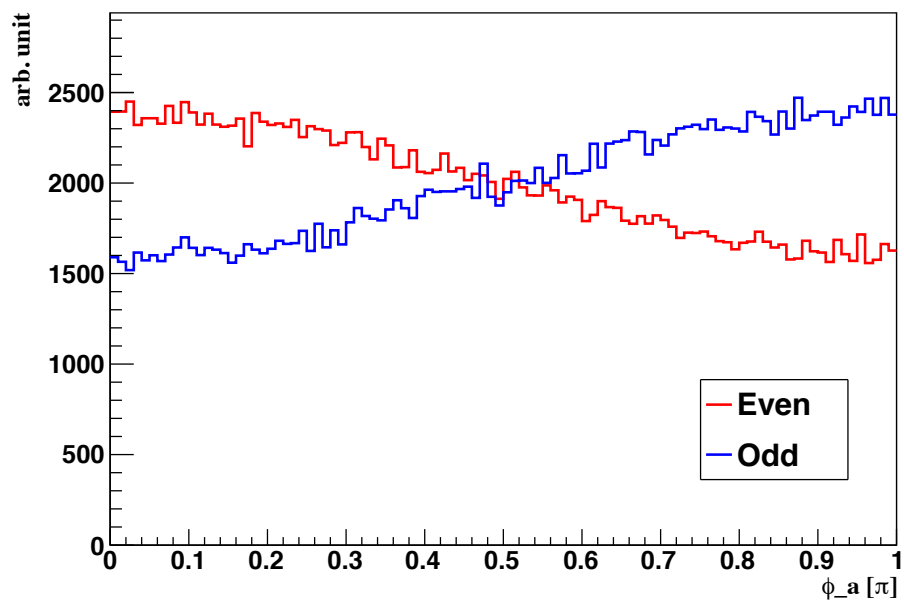


図 2.6: acoplanarity angle のモンテカルロイベントでの分布．タウレプトンの崩壊モードは $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e)$ または $(\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ である．

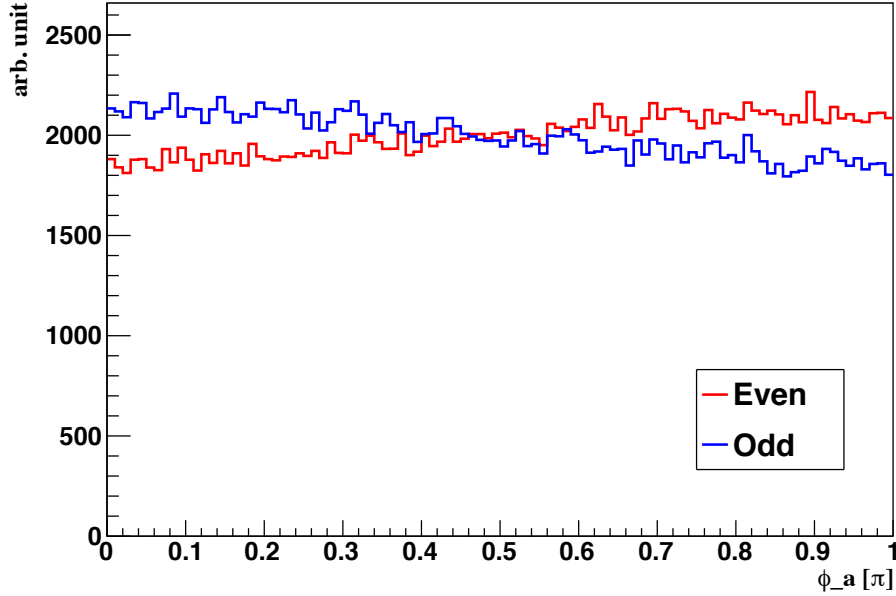


図 2.7: モンテカルロイベントにおける acoplanarity angle の分布．タウレプトンの崩壊モードは $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \bar{\nu}_\tau)$ または $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ である．

に示した．CP 混合角は $\alpha = 0, 0.05\pi, 0.25\pi$ である．CP-even, CP-odd の純粋状態のときは分布が平坦だが，混合角 α の値がプラスに大きくなるにしたがって，右上がりの分布に変化する．逆に α がマイナスに小さくなるにしたがって右下がりの分布に変化する． $\alpha = \pm 0.25\pi$ の CP が最大限破れているときに，分布の違いが最も大きくなる．図 2.9 に一方が $\pi^\pm \nu$ ，他方が $e^\pm \nu \nu$ に崩壊するときの分布を示した．レプトン崩壊なので分布が反転し，スピンに対する指向性の小ささから分布が図 2.8 より平坦である．

acoplanarity angle, mixing correlator のうち片方だけに注目すると，特定の分布を生み出す α の値は 2 つ存在する．両方を使用することで， α の値を一意に決定することができる．両方の変数をあわせて，前節の ϕ と同じだけの情報量を持つことがわかる．CP の純粋状態のとき acoplanarity angle の分布の傾きの大きさが最大になるので，この変数を CP-even, CP-odd の判別に用いる．mixing correlator の分布は，CP の純粋状態のときに平坦で CP が混合すると正負の傾きをもつので，この変数を $\alpha = 0$ まわりでの CP 混合角の決定に用いる．

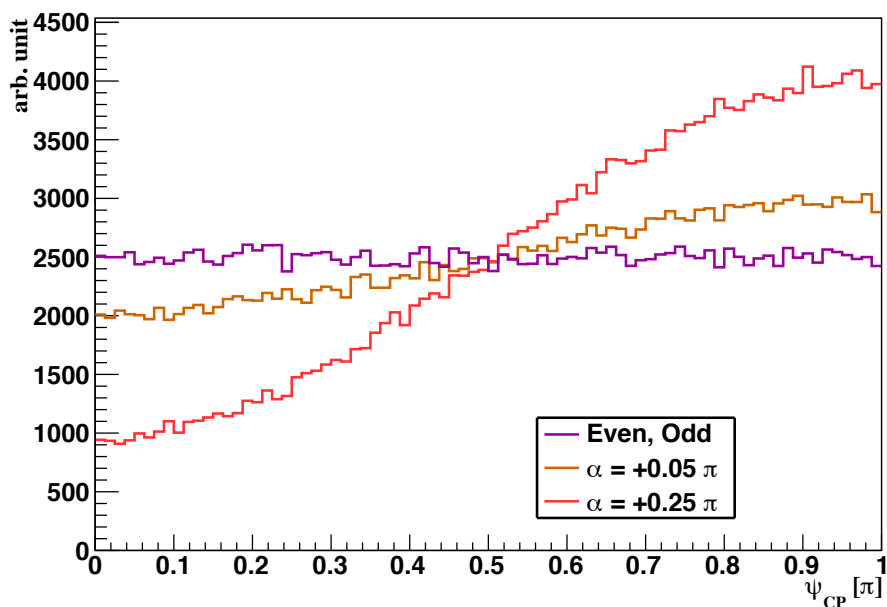


図 2.8: モンテカルロイベントにおける mixing correlator の分布 . タウレプトンの崩壊モードは $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ である .

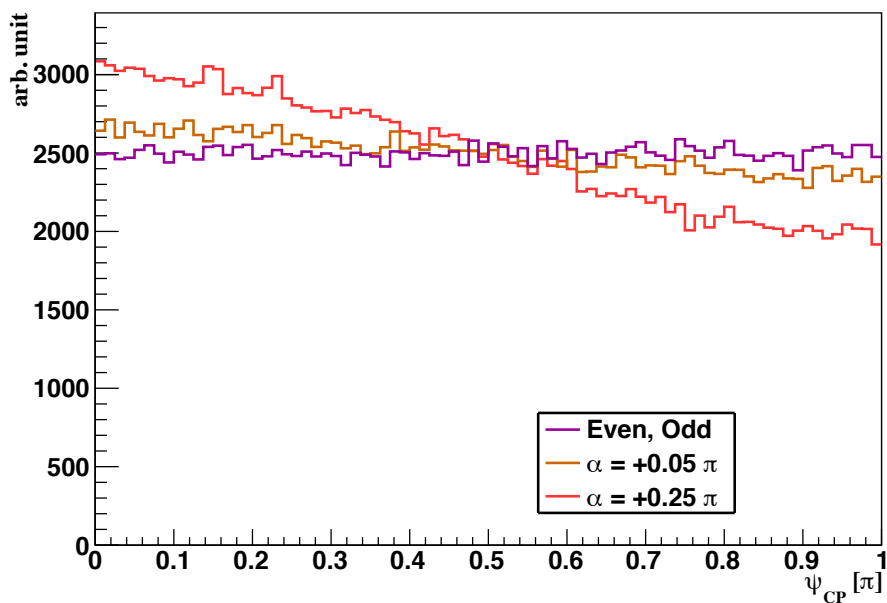


図 2.9: モンテカルロイベントにおける mixing correlator の分布 . タウレプトンの崩壊モードは $(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e)$ または $(\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e, \tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau)$ である .

第3章 ILC 実験

ILC 実験のために研究開発が進められている実験装置について述べる．まず加速器系について (3.1 節)，次に測定器モデルの 1 つである International Large Detector (ILD) 測定器について説明する (3.2 節)．

3.1 加速器系

ILC 実験の第一期計画では，重心系エネルギー 250 から 500 GeV まで電子・陽電子ビームを加速することを予定している．加速器系をすべてをあわせると全長 31 km ほどになる．その全体図を図 3.1 に示した．電子源で発生した偏極した電子ビームは，エミッタンスを低くするためにダンピングリングに送られたのち，超伝導高周波加速方式の主ライナックにより衝突するエネルギーまで加速される．陽電子ビームは，主ライナックで加速された電子ビームを用いて生成され，電子同様ダンピングリング，主ライナックに送られる．主ライナックで加速後のビームは，ビーム輸送系をとって検出器内部で衝突する．表 3.1 に重心系エネルギー 250 GeV ビームの設計パラメータをまとめた．ビームのパルスの構造を図 3.2 に示した．また，重心系エネルギー 250 GeV では数年間の運転で 250 fb^{-1} 程度の積分ルミノシティをためることが可能である．

表 3.1: ILC ($\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$) ビームの設計パラメータ [23]．バンチはビーム粒子のかたまりで，パルスはバンチの集合である．

パルスレート	5 Hz
1 パルスあたりのバンチ数	1312 個
主ライナックでのバンチ間隔	554 ns
1 バンチあたりの粒子数	2×10^{10} 個
バンチの長さ	300 μm
瞬間ルミノシティ	$0.75 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
衝突点でのビームサイズ (水平, 鉛直)	729 nm, 7.7 nm

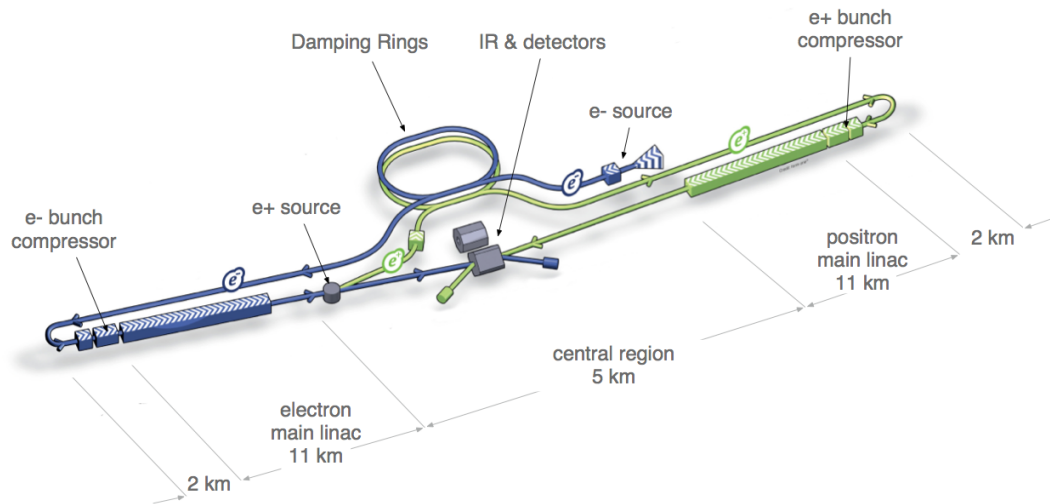


図 3.1: 加速器系の全体図 [23] . 図上のスケールは実際と異なる .

3.1.1 電子・陽電子源

図 3.3 に示した電子源は主ライナックと同じトンネルのなかにある . GaAs の光電陰極に偏極レーザーを照射することで , 電子が生成される . その後 , 76 MeV まで常伝導空洞によって加速され , 5 GeV まで超伝導空洞で加速される . ダンピングリングに入射する前に , スピンの歳差運動を抑えるためにスピンを鉛直方向に回転させる . 衝突時の電子の偏極度は最大 80% である .

陽電子源の全体を図 3.4 に示した . 主ライナックで加速された電子ビームが陽電子源まで導かれ , らせん状のアンジュレータを通して 10 から 30 MeV の光子を発する . コリメータを通過した光子はチタンの合金ターゲットに当たり , 電子陽電子を対生成する . 陽電子ビームからは電子と光子が分離され , 電子ビームと同じように常伝導 , 超伝導空洞によって加速された後 , ダンピングリングに入射する . 電子の偏極を用いて陽電子の偏極を作っているため , 陽電子の衝突時の偏極度は 30% である .

3.1.2 ダンピングリング

ダンピングリングはビームの進行方向 , 横方向のエミッタンスを低下させる役割をもつ . エミッタンスはビーム粒子の位相空間での広がりをあらわす物理量である . ルミノシティはエミッタンスに逆比例するので , エミッタンスを低くすることはルミノシティを高めるために必要である . ダンピングリングの位置関係と概略図を図 3.5 に示した . ダンピングリングのなかにあるビームは , superferric 磁石のウィグラーによってシンクロトロン放射を起こすと同時に , 超伝導空洞で加速することでエネルギーを保ちつつエミッタンスを下げる . この後 , 主ライナックに送られる .

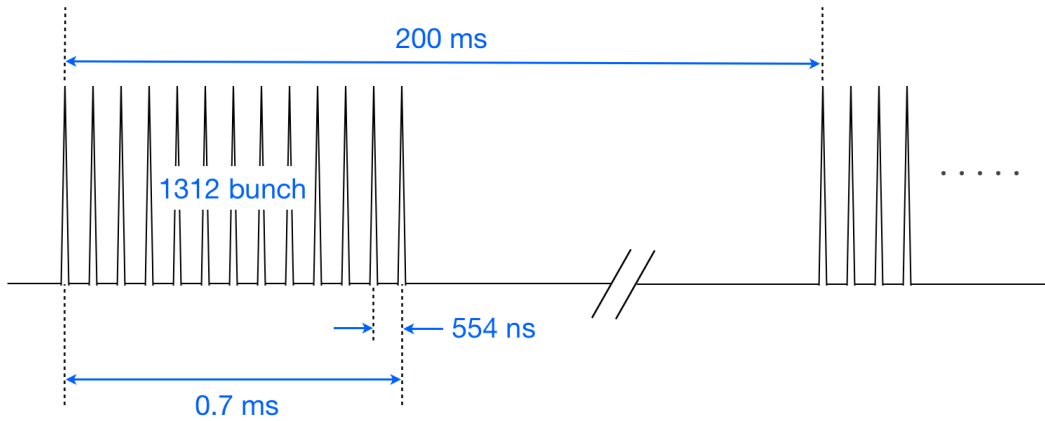


図 3.2: ビームパルスの構造 .

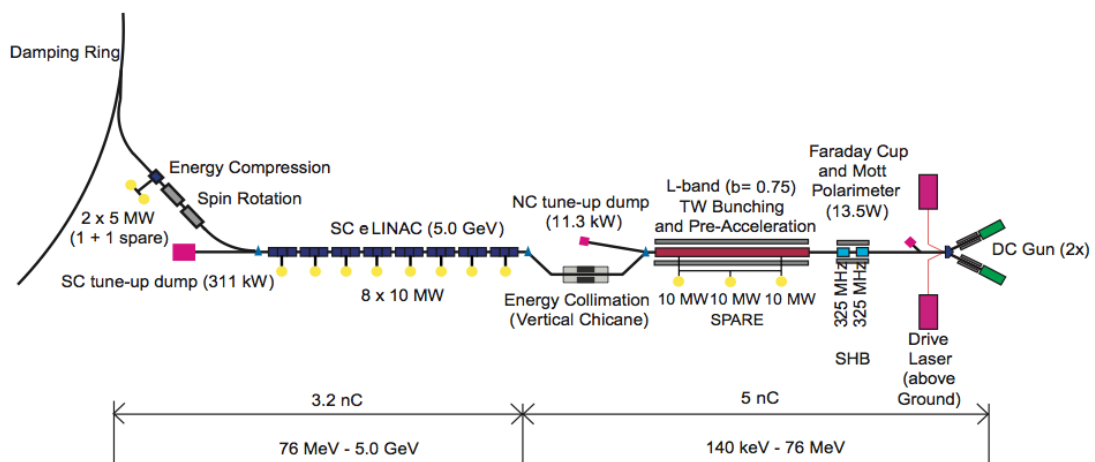


図 3.3: 電子源の全体図 [23] .

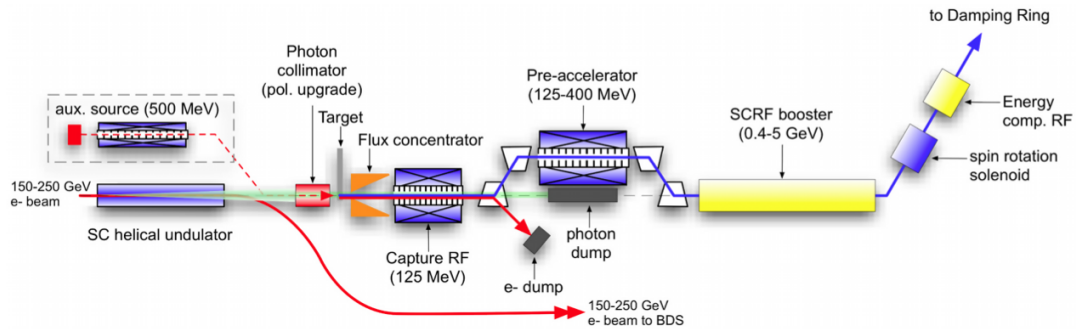


図 3.4: 陽電子源の全体図 [23].

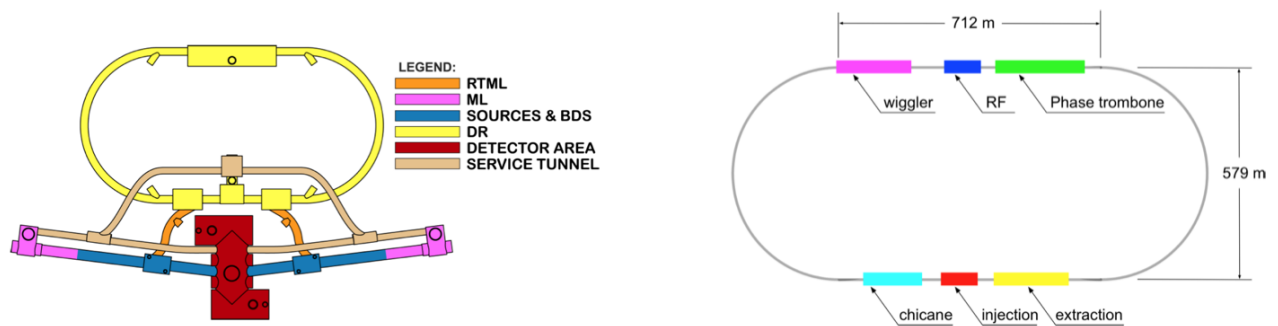


図 3.5: (左) ダンピングリングと他の系との位置関係 [23]. DR: ダンピングリング, ML: 主ライナック, SOURCES&BDS: ビーム源とビーム輸送系 (右) ダンピングリングの概略図 [23].



図 3.6: 超伝導空洞の写真 [23] . 9 つのセルから成る .

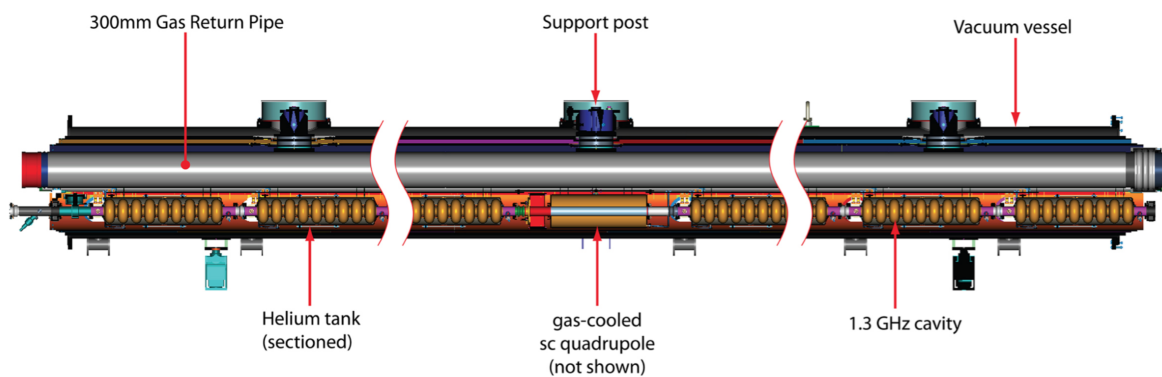


図 3.7: 超伝導空洞のクライオモジュールの横からの断面図 [23] .

3.1.3 主ライナック

主ライナックは、高周波加速方式による超伝導空洞から成る。図 3.6 のように長さ 1m 程度の空洞はおわん型の 9 つのセルからできており、ニオブから製作されている。長さ 11 km の主ライナックは 7400 個の空洞から構成される。共振周波数は 1.3 GHz、平均電場は 31.5 MV/m であり、 Q_0 値は 10^{10} 以上である。図 3.7 のようにクライオモジュールは 8 つないし 9 つの空洞を含み、動作温度である 2 K まで空洞を冷却する。

3.1.4 ビーム輸送系

図 3.8 で示したビーム輸送系 (Beam delivery system) は、主ライナックで高いエネルギーまで加速されたビームを収束し、検出器内の衝突点まで輸送し、その後にビームをダンプすることが主要な役割である。また他には、ビームハローを取り除いたり、ビームエネルギーや偏極度を測定するとい

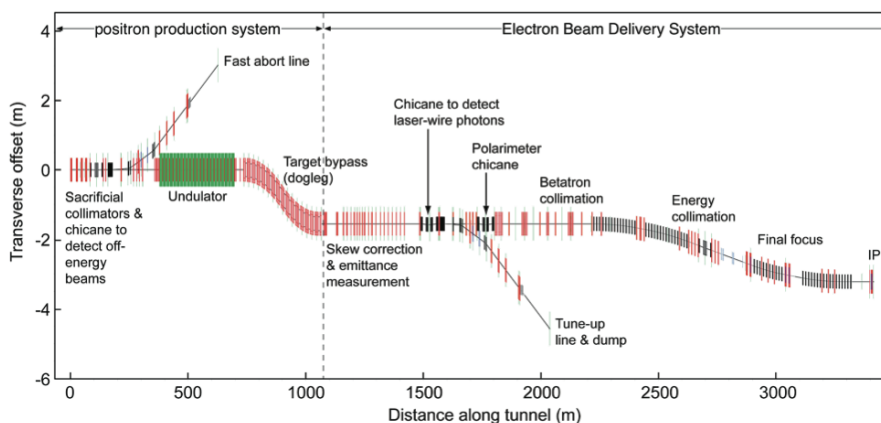


図 3.8: ビーム輸送系 [23] .

う機能もある .

3.2 ILD 測定器

International Large Detector (ILD) は、Silicon Detector (SiD) と共に ILC 実験のために開発研究が進められている測定器である [24] . ILD 測定器の断面図を図 3.9 に示した . 2 つの測定器は 1 つの衝突点を共有し、交互に運転をする . 図 3.10 に示した push-pull システムにより、測定器をビームの衝突点へ出し入れすることができる .

ハドロンコライダーと比べ ILC のような背景事象の少ない実験においては、終状態に多数のジェットを含むプロセスを精細に解析することが求められている . このため、ジェットのなかの個々の粒子を再構成する Particle Flow Algorithm (PFA、4.3.2 項で詳しく述べる) が採用されている . ILD 測定器の最大の特徴は、PFA の性能を高めるために全体の設計が最適化されていることである . 具体的には、カロリメータのセルを小さくしたり、bremsstrahlung を起こさせないために検出器の物質量が少なくなるように設計されている . 図 3.11 に ILD 測定器を構成する物質の放射長と相互作用長を示した . また座標系については、電子ビームの方向を z 軸、パレル方向に関しては垂直上向きを y 軸、右手系になるように水平方向に x 軸をとる . ILD のサブシステムは複数の種類が研究されているが、ここではシミュレーションに用いた測定器モデル (ILD_o1_v05) で想定されているものを説明する .

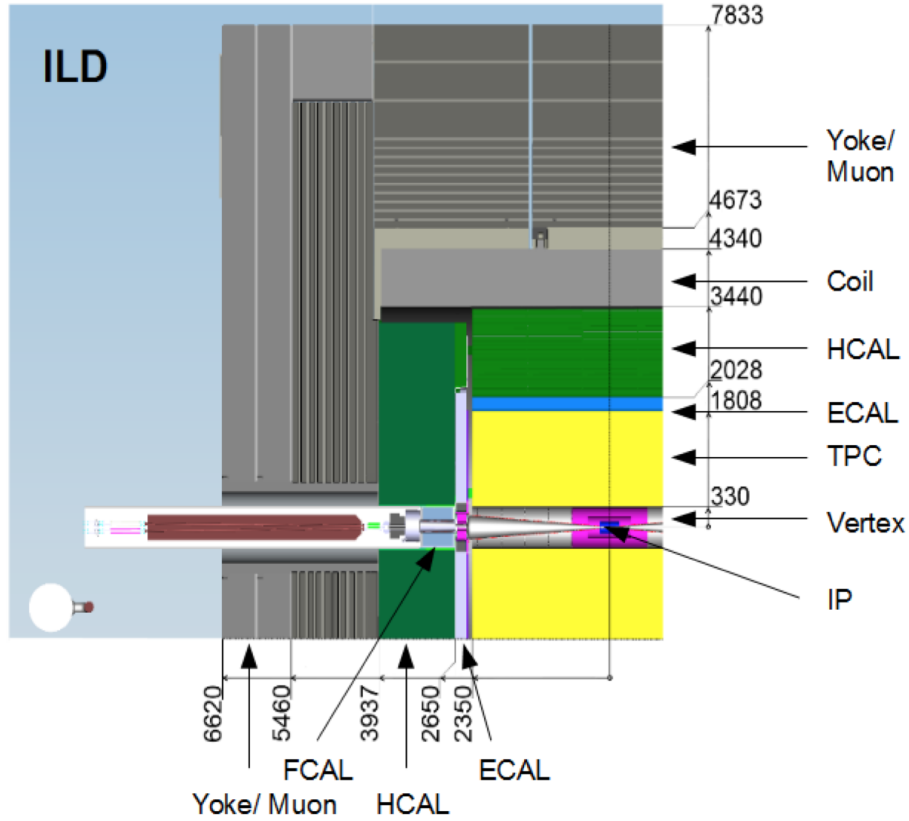


図 3.9: ILD 測定器の断面図 [24] . Vertex: 崩壊点検出器, ECAL: 電磁カロリメータ, HCAL: ハドロンカロリメータ, FCAL: 前方カロリメータ, IP: 反応点 . 数字の単位は mm .

3.2.1 飛跡検出器系

ここで飛跡検出器系とよぶのは, 反応点に近い側から崩壊点検出器, シリコン飛跡検出器, Time Projection Chamber (TPC) である. これらを組み合わせ, バレル方向の運動量分解能

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} \leq 5 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (3.1)$$

を目指している. また崩壊点検出器の衝突パラメータの分解能は

$$\sigma_{r\phi} = 5 \mu\text{m} \oplus \frac{10 \mu\text{m}}{p(\text{GeV}/c) \sin^{3/2} \theta} \quad (3.2)$$

を目指している. 荷電粒子の運動量に対する衝突パラメータの分解能を図 3.12 に示した.

崩壊点検出器は測定器全体の最内層に位置し, シリコンピクセルのセンサーからできている. 信号を検出したピクセルの位置をむすぶことで粒子の反応点近傍での飛跡を再構成する. これは D, B メ

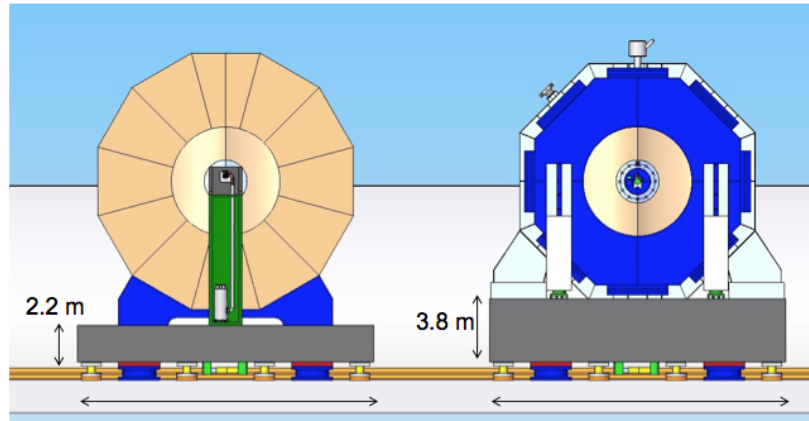


図 3.10: push-pull システム [24] . 下の台車によってビームと垂直な方向に測定器を移動させる . 図の左が ILD で , 右が SiD である .

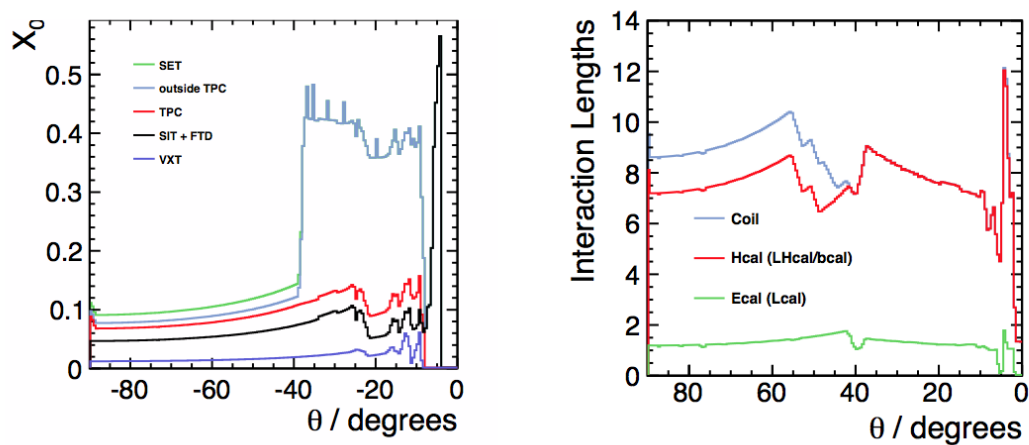


図 3.11: (左) z 軸からの角度 θ に対する , 飛跡検出器系を構成する物質の放射長 [24] (右) z 軸からの角度 θ に対する , カロリメータとソレノイドコイルを構成する物質の相互作用長 [24] .

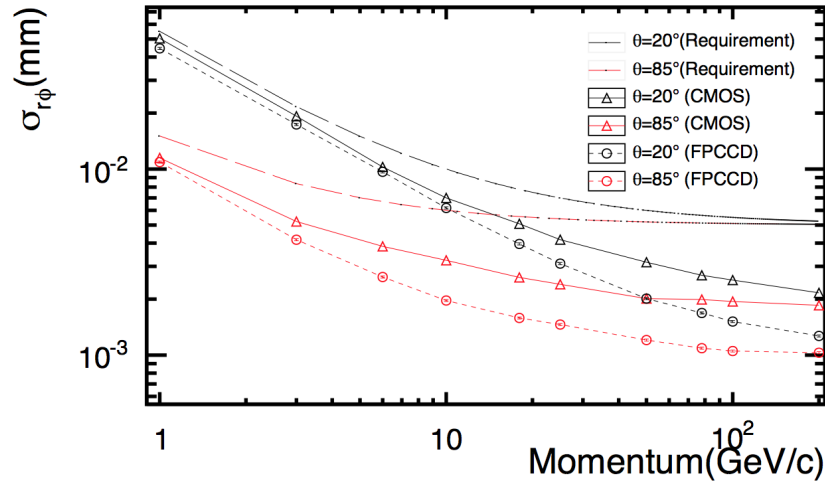


図 3.12: 荷電粒子の運動量に対する, 崩壊点検出器における衝突パラメータの分解能. 赤線は CMOS センサー, 黒線は FPCCD センサーの場合に対応する. z 軸からの角度 θ が 20° と 85° の場合についてプロットされている.

ソーン, タウレプトンなどの衝突パラメータを高精度で決定するために必要である. ピクセルの種類としては, CMOS, Fine Pixel CCD, Depleted Field Effect Transistor が候補としてあがっている. 図 3.13 で示すように全体で 3 層から成り, 反応点よりバレル方向に 16 mm から 60 mm に位置する. また粒子のエネルギーを損失させないために, 冷却系を極力減らし検出器の物質量を小さくしている. これを実現するために power-pulsing という省電力の駆動方法が考えられている. これは 5 Hz のビームパルスの長さ 0.8 ms だけセンサーの電源を入れデータの取得を行い, ビームパルスが来ていない時に電源を落としデータの読み出しを行っている. このようにほとんどの時間をセンサーの電源を落とすことで消費電力を抑えることができる. 他の検出器でも power-pulsing によって駆動している.

シリコン飛跡検出器は崩壊点検出器や TPC と相補的に用いられることで, 運動量の分解能を向上させる. 図 3.14 に示したように, 崩壊点検出器と TPC のあいだに位置する Silicon Inner Tracker (SIT), TPC とバレル部の電磁カロリメータのあいだに位置する Silicon External Tracker (SET), TPC とエンドキャップ部の電磁カロリメータのあいだにある Endplate of the TPC detector (ETD) から成る. SIT, SET, ETD は $50 \mu\text{m}$ 間隔でシリコンマイクロストリップがならんだ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ のセンサーチップからできている. 位置に加えて, 時間情報を正確に記録することでイベントがビームパルス内のどのバンチによるかを判別するという, タイムスタンプの役割も持つ.

TPC は ILD 測定器の中心となる飛跡検出器である. TPC では, 荷電粒子がガス気体を電離させ電子を生成し, バレル方向の電場により電子をエンドキャップにドリフトさせ, Micromegas あるいは GEM で電子を増幅し信号を検出する. エンドキャップでの位置とドリフトに要する時間の情報を持ちいて 3 次元的な飛跡を再構成する. TPC はシリコン検出器などと比べると, 内部の物質量が小さ

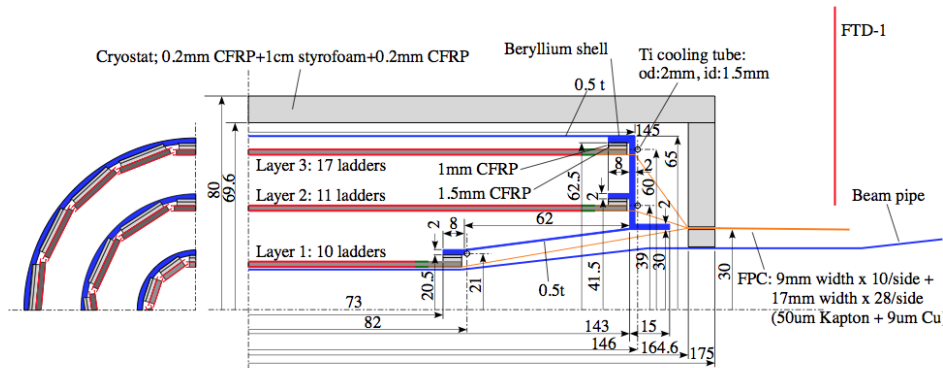


図 3.13: 崩壊点検出器の断面図 [24] .

く (バレル方向の物質量は $0.05X_0$ 程度である . X_0 は放射長) , bremstrahlung で発生する光子が少ないという特徴がある . TPC は連続的に飛跡を再構成できるので , TPC 内で崩壊するような寿命をもった新粒子に対して , その発見感度が高いという利点がある .

3.2.2 カロリメータ

ILD 測定器のカロリメータである電磁カロリメータ , ハドロンカロリメータの断面図を図 3.16 , 前方カロリメータの断面図を 3.17 に示した . これらは PFA の性質を最大化するように設計されている . PFA は個々の粒子を再構成することが肝要なので , カロリメータのセルを可能な限り細分化することが重要である . それと同時に , 検出器のコストをできるだけ抑えること , 多チャンネルでも電力消費が低い系であることが要求されるので , それを両立させるための研究開発が進められている . ジェットエネルギー分解能は 100 GeV のジェットに対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{30\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (3.3)$$

が要求されている . 角度 θ に対する , ジェットエネルギー分解能を図 3.15 に示した .

電磁カロリメータは光子を同定し , そのエネルギーを測定することを主な目的としている . そのためには光子を他の荷電粒子や光子から正しく分離することが必須であり , 電磁シャワーの形や開始点などの情報を取得する必要がある . 電磁カロリメータはサンプリングカロリメータであり , 全体で 30 層の吸収体と検出器層から成り , バレル方向に 20 cm ほどの厚みがある . 吸収体は , 放射長が短く (3.5 mm) , モリエール半径が小さい (9 mm) タングステンである . 検出体は 1 セルが $5 \times 5 \text{ mm}^2$ のシリコンダイオード検出器から構成されている .

ハドロンカロリメータの役割は , 荷電ハドロンと中性ハドロンを区別し , ジェット中の 10% を占める中性ハドロンのエネルギーを測定することである . ハドロンカロリメータはサンプリングカロリメー

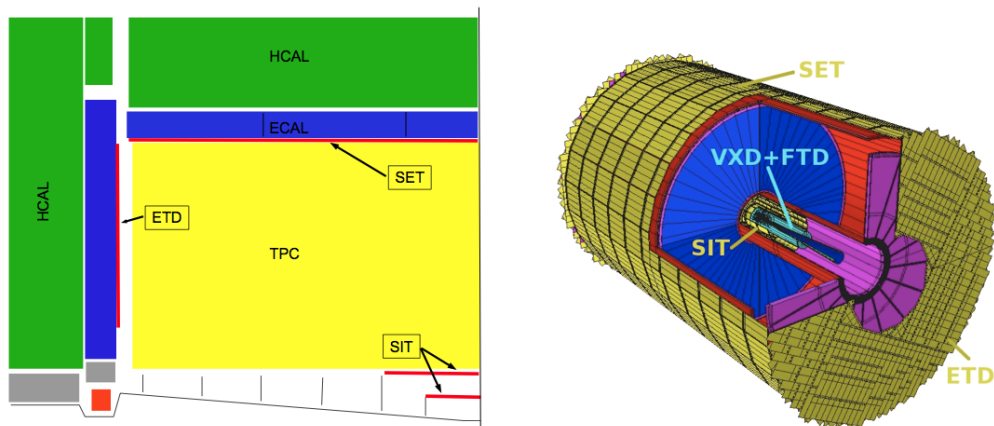


図 3.14: シリコン飛跡検出器 [24] . SIT は崩壊点検出器と TPC のあいだに , SET は TPC とバレル部の電磁カロリメータのあいだに , ETD は TPC とエンドキャップ部の電磁カロリメータのあいだに位置する .

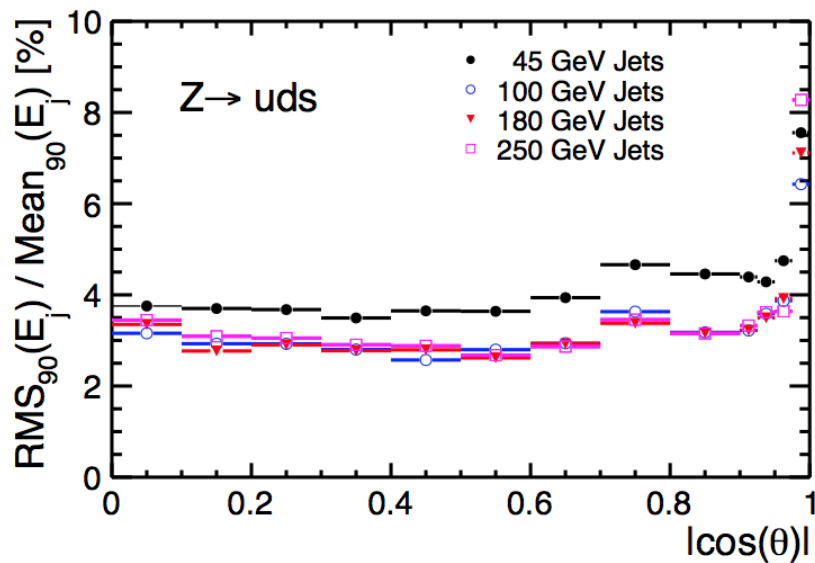


図 3.15: 角度 θ に対する , ジェットエネルギー分解能 . Z ボソンが light なクォーク uds に崩壊するチャンネルでシミュレーションしている .

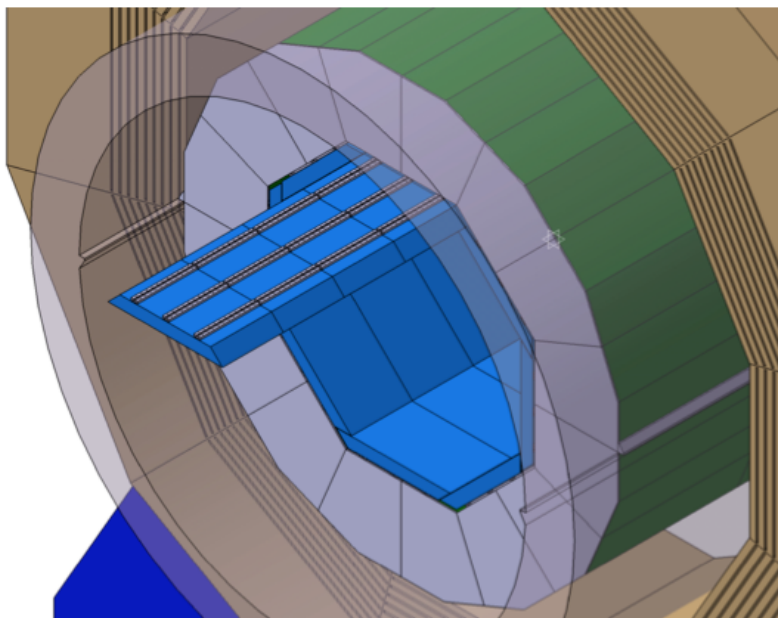


図 3.16: バレル部のカロリメータ [24] (青) 電磁カロリメータと(緑) ハドロンカロリメータ.

タで、吸収体は相互作用長 17 cm の鉄である．検出体は 1 セル $3 \times 3 \text{ cm}^2$ のシンチレータのタイルで、wavelength shifter と Silicon photomultiplier (SiPM) で読み出しを行う．

前方カロリメータは図 3.17 に示しているように、LumiCAL、BeamCAL、LHCAL から構成される．LumiCAL はエンドキャップ部の電磁カロリメータよりもビーム軸中心に位置し、Bhabha 散乱 ($e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$) を用いてルミノシティを 10^{-3} に近い精度で測定する．吸収体タングステンとシリコンセンサーによる半円状の検出器から成るサンプリングカロリメータである．BeamCAL は最終収束系のすぐ外側に位置する．beamstrahlung で発生する粒子を検出し、バンチごとのルミノシティを 10% の精度で測定することでビームの調整を行っている．図 3.18 は BeamCAL におけるエネルギーデポジットである．吸収体タングステンと GaAs の半導体センサーによる検出器から成るサンプリングカロリメータである．

3.2.3 ミューオン検出器とソレノイドコイル

ミューオン検出器とソレノイドコイルの位置関係を図 3.19 に示した．ミューオン検出器はミューオンを同定すると同時に、tail catcher としての役割を持つ．tail catcher とはハドロンカロリメータで吸収しきれなかったハドロンのエネルギーを測定する検出器のことである．カロリメータと同じように吸収体としての鉄と検出体としてのシンチレータストリップの層から構成されている．また吸収体の鉄は磁場のリターンヨークとしての機能も果たす．

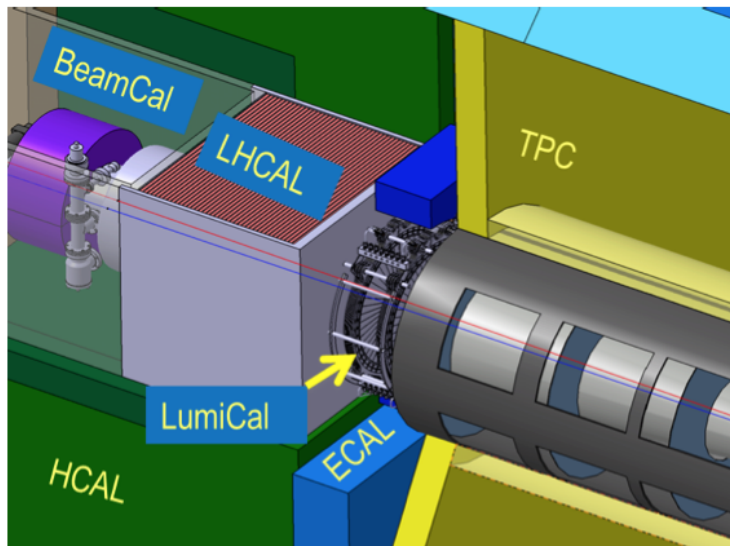


図 3.17: 前方カロリメータ [24] . BeamCal と LHCAL のあいだに位置するのは 4 重極磁石による最終収束系である .

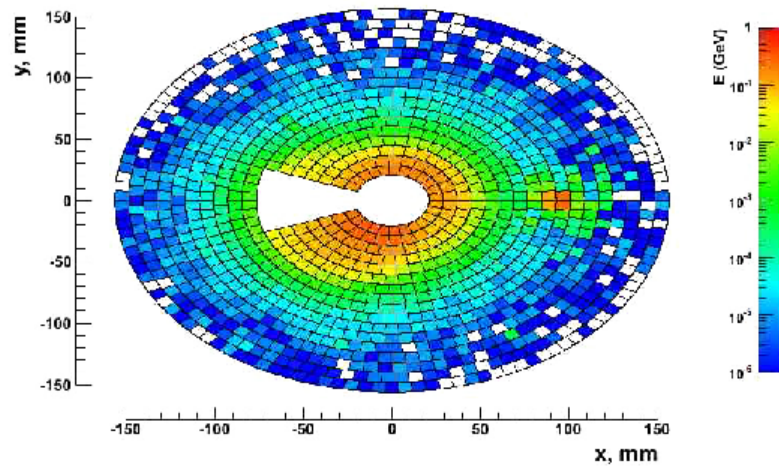


図 3.18: beamstrahlung に起因する粒子の BeamCAL におけるエネルギーデポジット [24] . 右にある赤いスポットはたまたま生じた高いエネルギーの電子によるもの .

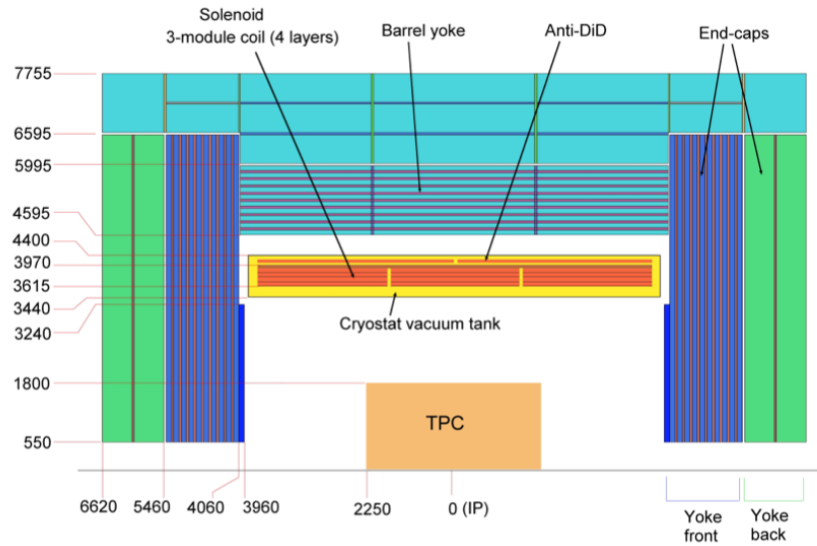


図 3.19: ミューオン検出器と超伝導ソレノイドコイルの断面図 [24] . バレル部の検出層は中心から 14 cm 間隔で 10 層 , 60 cm 間隔で 3 層ある . エンドキャップ部の検出層は中心から 14 cm 間隔で 10 層 , 60 cm で 2 層ある . 数字の単位は mm .

平均 3.5 T の z 方向の磁場は超伝導のソレノイドコイルから生み出される . beamstrahlung で発生するソフトな電子や陽電子が測定器に入らないように , 磁場をビームの進行方向と垂直にする必要がある . ビームは 14 mrad だけ交差して衝突するのでソレノイドコイルの磁場だけではこの要件を満たすことができない . x 方向に反対向きの 2 つの弱い双極子磁場をつくることでこれを達成する .

第4章 シミュレーションと事象再構成

この章ではシミュレーションと事象再構成について説明する．解析も含めたシミュレーション，事象再構成の全体的な流れを図 4.1 に示した．

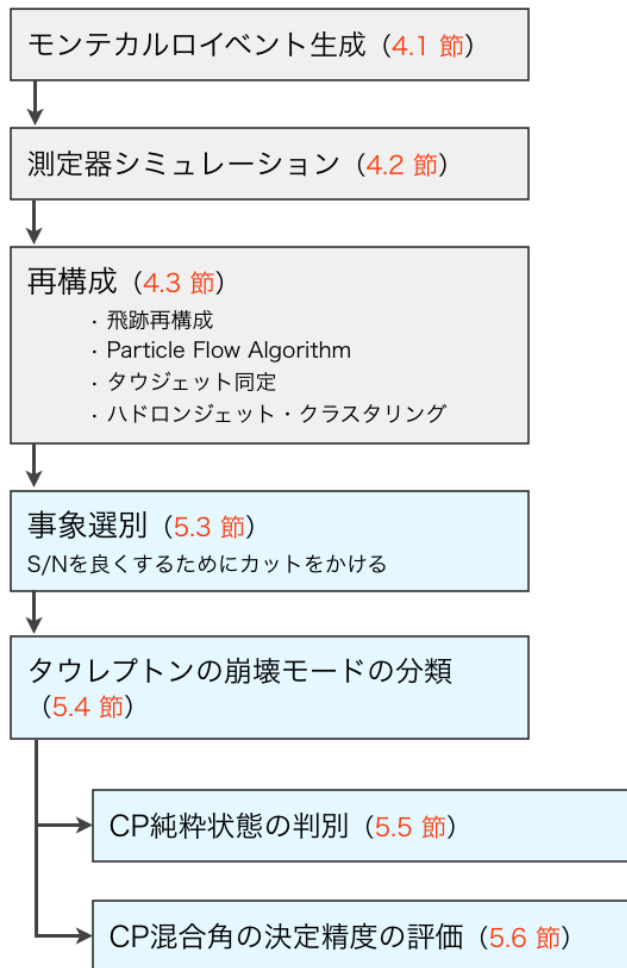


図 4.1: シミュレーション，事象再構成と解析の流れ．

まず電子・陽電子衝突によって生成した粒子の分布，モンテカルロイベントを生成した (4.1 節)．

次に GEANT4 による ILD 測定器モデルをもとにした測定器シミュレーションを行った (4.2 節) . 最後にシミュレーションデータを有意な物理量にするために事象再構成を行った (4.3 節) .

4.1 モンテカルロイベント生成

モンテカルロイベント生成のプログラムでは, 衝突点近傍での反応プロセスをすべて取り入れて計算し, 個安定粒子の 4 元運動量と始点を出力する. はじめに GRACE をもちいてファインマンルールにもとづいてパートンの 4 元運動量を生成した (4.1.1 項) . 次に Pythia によって QCD のハドロン化を行い (4.1.2 項) , 2.2 節で議論したスピン相関をとりいれたタウレプトンの崩壊を Tauola によって実装した (4.1.3 項) . 信号事象の生成には, GRACE, Pythia, Tauola を組み合わせてプログラムを作成した. 詳細は付録 B に記載した. 背景事象の生成には, これらのソフトウェアがパッケージ化された Whizard[25] が使用した.

4.1.1 パートンの生成

ここでパートンとよぶのは, on-shell のクォーク, レプトン, 光子, グルーオンであり, パートンが終状態の断面積はファインマン・ルールによって第一原理的に計算できる. 信号事象の生成には GRACE[26] というイベントジェネレーターを用いた. 計算のプロセスはおおきく 4 つのステップがある. はじめに, 始状態と終状態のパートンを指定し, 可能なすべてのファインマン・ダイアグラムを出力する. つぎに出力されたファインマン・ダイアグラムに対応する複素散乱振幅をヘリシティごとに足し上げる. その後, 終状態のパートンの自由度の数だけ乱数を用意して, モンテカルロ法によって微分断面積を積分し全断面積を計算する. 最後に, 積分した時に最適化された位相空間のグリッドをもとにして, パートンの 4 元運動量を確率的に生成する. 本解析の信号事象について述べると, 始状態は e^-, e^+ , 終状態は $q, \bar{q}, \tau^-, \tau^+$ であり, 終状態は 4 体なので自由度 8 のモンテカルロ積分を行った.

また beamstrahlung と initial-state radiation による, 始状態 e^-, e^+ の運動量の変化, 光子の放出が起こる. このために反応する電子・陽電子の重心エネルギーは 250 GeV と異なる. これを GRACE コードのなかに実装した. beamstrahlung は一方のビームがつくる電磁場によって, もう一方のビームに力が働く現象である. initial-state radiation は素過程レベルで始状態粒子から光子が放出される現象である.

4.1.2 Hadronization

QCD の漸近的自由性により, クォークやグルーオンは単体では存在できず, エネルギーが低くなるに従って非摂動的な効果によりカラーのない安定ハドロンになる. その様子を図 4.2 に示した. これらの過程を Pythia[27] によって実装した.

final-state radiation は終状態のフェルミオンが光子やグルーオンを放出したり, 逆にグルーオンが

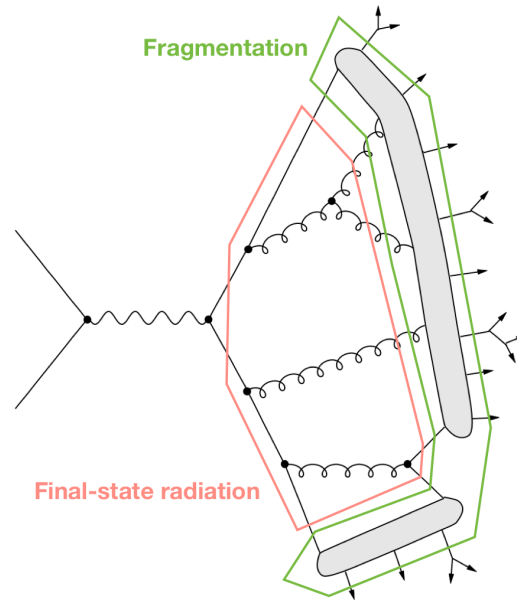


図 4.2: $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$ 過程の final-state radiation, string fragmentation の概念図。

ふたつのクォークやグルーオンに分岐することを指す。厳密にそれを計算しようとするならば、ファインマン・ルールにより摂動計算し、さらに initial-state radiation, final-state radiation などと切り分けずにその干渉も考慮すべきである。しかしこのような計算はループを含むなどして非常に複雑になる。このため parton-shower という近似的な考え方にもとづいて計算される。この近似法のもとでは、パートンがふたつのパートンに分岐する確率が計算される。そしてこの確率にもとづいて、パートンの時間発展が記述される。parton-shower による計算は、QCD の結合定数 α_s が小さい範囲において適用することができる。

fragmentation は final-state radiation のあとに、低いエネルギーのクォークとグルーオンが安定なハドロンになることである。クォークとグルーオンの相互作用が長距離になったときに、結合定数が大きくなり摂動計算が不可能になる。このために現象論的なモデルを用いてハドロン化を計算する。数多くあるモデルのひとつに、Lund string モデルがあり、Pythia にはこれが実装されている。Lund string モデルでは、クォーク $q\bar{q}$ のあいだに距離に比例する QCD ポテンシャルが働くと仮定する。このため $q\bar{q}$ のあいだの力線は、QED のそれとは異なりまっすぐ（ひものように）伸びている。ふたつのクォークの距離が離れるにしたがってポテンシャルが大きくなり、あるところでひもが切れて新たな $q'\bar{q}'$ ができる。これが起こる距離のスケールは 1 fm ほどである。これを繰り返すことで、カラーをもったパートンはカラーのない安定なハドロンになる。

また Pythia にはハドロン化に関するパラメータを設定することができる。これらをデフォルトの値にすると中性ハドロンを多めに見積もってしまうことが、Large Electron-Positron Collider (LEP) の実験からわかっている [28]。ここでは LEP の OPAL 実験でチューンされた値を使用した。

4.1.3 タウレプトンの崩壊

ヒッグス粒子の CP 混合角はタウレプトンのスピン相関にあらわれるので、スピンの情報を考慮してタウレプトンの崩壊を実装する必要がある。前の項で述べた Pythia ではスピンを取り扱うことができないので、タウレプトン崩壊専用のライブラリ Tauola[29, 30, 31] を使用した。タウレプトン静止系での τ^- の運動量の向きを z 方向としたときの、タウレプトンのスピン偏極ベクトルを h_i^\pm ($i = 0, 1, 2, 3$ が t, x, y, z 方向に対応する) とする。2つのスピン h_i^\pm がどのように相関するかを記述するために、密度行列 R_{ij} ($i, j = 0, 1, 2, 3$) という 4×4 の行列を導入する。親粒子の種類 (ヒッグス粒子, Z ボソン) を指定すると、この密度行列の表式が決まる。そして、乱数を振って得た 2つのスピン h_i^\pm を用いて、以下で定義される重率 w を計算する。

$$w = \sum_{i,j}^{0,1,2,3} R_{ij} h_i^- h_j^+ \quad (4.1)$$

$w < 1$ ならばタウレプトンを崩壊させ、 $w > 1$ ならば再び乱数を振って w を決める。 $w < 1$ となるまでこの手順を繰り返す。CP 混合角が α であるヒッグス粒子が親粒子であるときの、密度行列 $R(\alpha; \text{Higgs})$ を以下に示す [31]。

$$R(\alpha; \text{Higgs}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & -\sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (m_\tau/m_h \approx 0 \text{ のとき}) \quad (4.2)$$

α の値によってタウレプトンの進行方向と垂直なスピンの方向 (x, y 方向) の相関が変化することがわかる。

以上のようにして、検出器をとる前の粒子の始点や 4 元運動量などの情報を有したモンテカルロイベントが生成された。これらは stdhep 形式ファイルに保存されて後の測定器シミュレーションに受け渡される。

4.2 測定器シミュレーション

測定器シミュレーションのソフトウェアには Mokka[32] を使用した。フルシミュレーションを行うために、GEANT4 を用いて測定器モデルを設計している。さらに検出器以外の細部、すなわちエレクトロニクスやケーブル、dead material なども実装されているため、現実の測定器に近い応答をすると期待される。測定器シミュレーションの結果は slcio ファイルとなって次の再構成へと受け渡される。

4.3 事象再構成

事象再構成は、モンテカルロイベントに対して測定器の応答をシミュレーションした結果を、有意な物理量に変換することである。再構成には Marlin[33] というソフトウェアを使用した。再構成はいくつかのサブプロセスに分かれているので、以下の項ではそれを紹介する。また、それぞれの再構成アルゴリズムと関連する、本解析で使用する変数についてもこの節で言及する。

4.3.1 飛跡再構成

飛跡の再構成では、荷電粒子が飛跡検出器系に残したヒット点全体の集合から個々の飛跡に属する点を選び出した後、それらをフィットしてトラックパラメータを求める。ヒット点のフィットには Kalman filter に基づいた KalTest[34] というパッケージが用いられている。フィットの方法のなかで最も単純なものとして、ヒット点在同一のらせん上にあると仮定してカイ二乗フィットをする方法がある。しかし、クーロン多重散乱、電離などによりランダムな外乱を受けた場合、飛跡が単純な形にならずフィットの精度が悪化する。Kalman filter はヒット点をひとつずつ参照し、そのごとにトラックパラメータを更新しつつフィットを行う。このため単純なカイ二乗フィットよりも精度が向上する。

ILC 実験で用いられるトラックパラメータについて説明しよう [35]。5 つのパラメータ

$$(\Omega, \phi_0, d_0, z_0, \tan \lambda) \quad (4.3)$$

によって飛跡がひとつに定まる。図 4.3 に定義を示した。 ϕ_0 は点 P^0 での方位角である。 d_0 は xy 平面での点 P^r と P^0 との距離であり、衝突パラメータと呼ばれる。 Ω は弧の直径の逆数であり、向きによって符号が異なる。 z 軸正方向に磁場が向いているとき、正(負)の荷電粒子の Ω は $\Omega > 0$ ($\Omega < 0$) である。 z_0 は点 P^r と P^0 の z 方向の距離であり、 λ は $\tan \lambda = p_z / \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ のように定義される。

2.3 節で説明した衝突パラメータベクトル $\mathbf{v}_{\text{lab}} = (x_0, y_0, z_0)$ を、以上のトラックパラメータを用いて定義しよう。 z_0 は以上の定義と同じである。 x_0, y_0 についてはトラックパラメータ d_0, ϕ_0 を用いて、

$$x_0 = -d_0 \sin \phi_0 \quad (4.4)$$

$$y_0 = d_0 \cos \phi_0 \quad (4.5)$$

と定義される。

4.3.2 Particle Flow Algorithm

Particle Flow Algorithm (PFA) [36] は、ジェットエネルギー分解能の向上を目的とした、粒子の再構成方法である。ILC 実験では電弱プロセスを精密に測定するために、ハドロン崩壊した W/Z ボソンが不変質量によって区別できることが重要である。そのためジェットエネルギー分解能は、ボソ

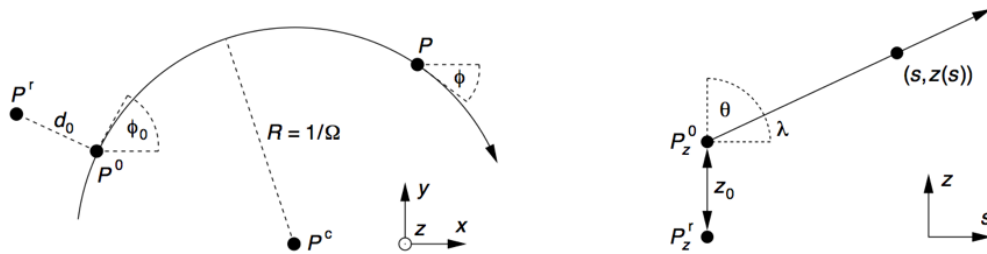


図 4.3: トラックパラメータの定義 [35] (左) 飛跡を xy 平面に射影した図. P^r は基準点で, 任意にとれるが原点にとることが多い. P^0 は弧の上にある P^r との最近接点. P^c は弧の中心 (右) 飛跡を弧の長さ s と z の面に射影した図. 磁場が z 軸に平行で一様であると仮定しているの, 直線になっている.

ンの崩壊幅と同じ $\Gamma_Z/m_Z \approx \Gamma_W/m_W \approx 2.7\% \approx \sigma_E/E$ 程度が必要とされる. 従来の方は, カロリメータのエネルギーデポジットをもとにして, ジェットのエネルギーを決定するものである. LEP の測定により, ジェットを構成するのは荷電粒子 (ほとんどがハドロン) が 62%, 光子が 27%, 中性子や Kaon などの中性ハドロンが 10%, ニュートリノが 1.5% 程度であるとわかっている [37]. 全体の 72% 程度の粒子がハドロンカロリメータにより測定されることが全体の分解能の低さに影響している. 従来の方では ILC 実験で要求される分解能は達成できない.

従来の方に対して, PFA は飛跡検出器の情報も使用することで, ジェットのなかの個々の粒子を同定する. 図 4.4 に PFA によるシミュレーションのイベント・ディスプレイを示した. PFA によって再構成された粒子は Particle Flow Object (PFO) と呼ばれる. 特徴的な点は, 荷電粒子のエネルギーを飛跡検出器で測定した運動量によって決定し, 光子のエネルギーを電磁カロリメータ, 中性ハドロンのエネルギーをハドロンカロリメータで測定することである. 分解能の優れている飛跡検出器を使うことで, 高い分解能を期待できる. 課題は, カロリメータのエネルギーデポジットを再構成粒子に正しく割り当てることである. これを間違える例としては, 光子と荷電粒子のシャワーが近い場合にそれらが区別できなかつたり, 荷電ハドロンが起こす電磁シャワーが光子から起因すると誤って認識することである. このような問題はジェットのエネルギーが高くなつたり, 本数が多くなると顕著になってくる. PFA ではパターン認識をもちいて, エネルギーデポジットの割り当ての最適化を行っている. また粒子を正しく同定するためには, カロリメータの構造にも改良が必要であり, セルのサイズを小さくすることが求められている.

4.3.3 タウジェット同定・タウレプトン再構成

信号事象はジェット由来の多数の粒子のなかに, 比較的能量の大きいタウレプトンからの崩壊粒子が混ざっている. 1 つのタウレプトンから崩壊した, ニュートリノ以外の粒子群をタウジェット

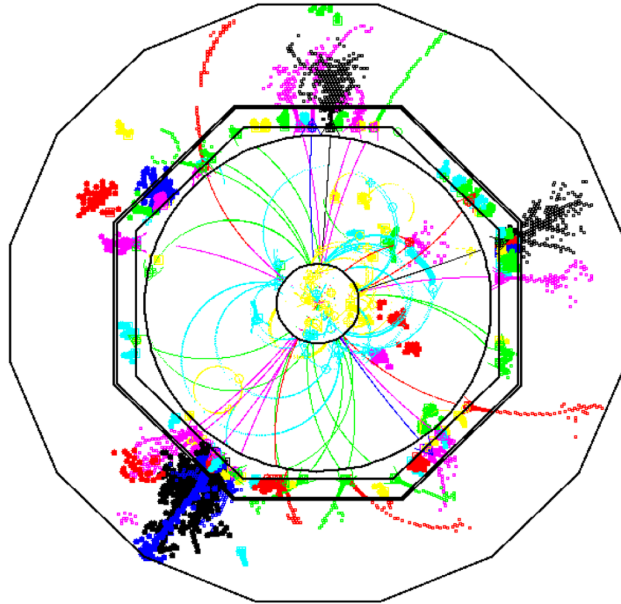


図 4.4: Particle Flow Algorithm のシミュレーションのイベント・ディスプレイ。

と呼ぶ。PFA で再構成されたすべての粒子から、正負 2 つのタウジェットを同定する。残った粒子を Z ボソン由来の粒子と考える。このアルゴリズムを以下に示す [38]。

1. 荷電粒子をエネルギーの大きい方から一つずつ参照していき、近くにいる粒子を結合しひとつのタウジェットをつくる。すでにタウジェットとして組まれている粒子はその対象ではない。近くの粒子を結合する基準は、以下の通りである。
 - 核となる荷電粒子からの角度 θ_{tau} が $\cos \theta_{\text{tau}} < 0.98$ を満たす。
 - 結合したあとのタウジェットの質量 $M_{\text{tau}j}$ が $M_{\text{tau}j} < 2.0 \text{ GeV}$ を満たす。
2. ハドロンジェットの粒子がタウジェットに誤同定されることがあるので、それを取り除くために次の条件を満たさないタウジェットは除外する。
 - タウジェットのエネルギー $E_{\text{tau}j}$ が $E_{\text{tau}j} > 3.0 \text{ GeV}$ である。
 - $\cos \theta_{\text{cone}} < 0.9$ にあるタウジェット以外の粒子のエネルギーを E_{cone} とするとき、 $E_{\text{cone}} < 0.1 \cdot E_{\text{tau}j}$ である。
 - 3-prong のタウジェットは中性の粒子を含まない。
3. タウジェットに含まれるエネルギー 2 GeV 以下の荷電粒子について、エネルギーの小さい方から参照する。以下の条件を満たさない場合、その荷電粒子をタウジェットの中から取り除く。以下の条件が満たされるまで続ける。

- タウジェットの電荷の合計が, ± 1 であること .
- タウジェットに含まれる荷電粒子の数が 1 または 3 であること .

4. 1 から 3 の手順をエネルギー 2 GeV 以上の荷電粒子がなくなるまで繰り返す .

タウジェットの同定の後にタウレプトンの再構成を行う . タウレプトンの運動量を再構成するためには , タウレプトンから崩壊したニュートリノの運動量を決定する必要がある . ここでは Collinear 近似をもちいた [39] . Collinear 近似はタウレプトンから崩壊したニュートリノの運動量がタウジェットの運動量と方向が同じであるという近似である . 決めるべき自由度は , ニュートリノの運動量の大きさ $p_{\text{mis},1}, p_{\text{mis},2}$ である . パレル方向の消失運動量を $\mathcal{P}_x, \mathcal{P}_y$, タウジェットの運動量方向を極座標で $(\theta_{\text{tau},i}, \phi_{\text{tau},i})$ ($i = 1, 2$) とする . タウレプトン以外の消失運動量はないと考えて , パレル方向の運動量保存から ,

$$\mathcal{P}_x = p_{\text{mis},1} \sin \theta_{\text{vis},1} \cos \phi_{\text{vis},1} + p_{\text{mis},2} \sin \theta_{\text{vis},2} \cos \phi_{\text{vis},2} \quad (4.6)$$

$$\mathcal{P}_y = p_{\text{mis},1} \sin \theta_{\text{vis},1} \sin \phi_{\text{vis},1} + p_{\text{mis},2} \sin \theta_{\text{vis},2} \sin \phi_{\text{vis},2} \quad (4.7)$$

が成り立つ . これを解いて $p_{\text{mis},1}, p_{\text{mis},2}$ を決定する . ニュートリノの運動量を再構成することでヒッグス粒子の運動量 , 質量を再構成することができる .

第5章 解析と結果

この章では解析の内容とその結果を説明する．シミュレーション，事象再構成を含めた全体的な流れは図 4.1 に示した．はじめに信号事象と背景事象のトポロジーについて説明する (5.1 節)．すべての事象から信号事象を選別するために適用したカットを述べた (5.2 節) 後に，タウレプトンからの崩壊粒子を崩壊モードごとに分類した結果を説明する (5.3 節)．最後はふたつのシナリオについて，ILC 実験における感度の見積もりを示す．ひとつはヒッグス粒子が純粋な CP-even または CP-odd である場合の判別 (5.4 節)，もうひとつはヒッグス粒子の CP 混合角 α の決定についてである (5.5 節)．解析で想定するヒッグス粒子の性質，実験の条件は表 1.1 にすでに示した．

5.1 信号事象と背景事象

信号事象は図 1.4 のダイアグラムで示した通り， ZH associated production で生成され， Z ボソンがクォーク対に，ヒッグス粒子がタウレプトン対に崩壊するチャンネルである．信号事象のトポロジーの特徴を述べよう．ジェット由来の多くの粒子のなかに，タウレプトンから崩壊したレプトンないしハドロンが混ざっている．ハドロンジェットに由来する粒子の多くは 10 GeV 以下と小さいエネルギーを持つ．タウレプトンは $m_h/2 \simeq 60$ GeV 程度のエネルギーをもつので，タウレプトンの崩壊粒子は高いエネルギーをもち，運動量の方向が比較的近い．ヒッグス粒子の質量が 125 GeV と重いため，ふたつのタウレプトンの間の角度が背景事象に比べ大きい傾向にある．さらにタウレプトン由来の荷電粒子の衝突パラメータは有限の値をもつ．再構成されたタウレプトンの不変質量，2 つのジェットの不变質量は，それぞれ m_h, m_Z にピークを持つ．以上のような特徴を用いて事象選別を行う．

電子・陽電子のカイラリティの組み合わせごとの信号事象の生成断面積を表 5.1 に示した．電子のカイラリティが左巻き (右巻き) で，陽電子のカイラリティが右巻き (左巻き) のときの生成断面積を σ_{LR} (σ_{RL}) としたとき，電子，陽電子のビーム偏極が P_-, P_+ のときの断面積は

$$\sigma = \frac{1 - P_-}{2} \cdot \frac{1 + P_+}{2} \sigma_{LR} + \frac{1 + P_-}{2} \cdot \frac{1 - P_+}{2} \sigma_{RL} \quad (5.1)$$

と計算される．

背景事象について説明する．標準理論から考えられるすべての背景事象を加えた．電子と陽電子のハードな反応だけでなく，図 5.1 に示すようなビームに起因する 2 光子反応についても取り入れた．表 5.2 に背景事象の生成断面積を示した．そして図 5.2 に主要な背景事象のダイアグラムを図示した．個別のプロセスごとにそのトポロジーの特徴を述べる．

表 5.1: 信号事象 $Zh \rightarrow Z\tau^-\tau^+$ の生成断面積 [40] . 電子と陽電子のカイラリティと Z ボソンの崩壊チャンネルごとに示した . beamstrahlung と initial-state radiation によるエネルギーの変化を考慮して計算している .

	カイラリティの組 (e^-, e^+)	生成断面積 [fb]
$Z \rightarrow u\bar{u}$	(L, R)	3.74
	(R, L)	2.40
$Z \rightarrow d\bar{d}$	(L, R)	4.80
	(R, L)	3.07
$Z \rightarrow s\bar{s}$	(L, R)	4.80
	(R, L)	3.07
$Z \rightarrow c\bar{c}$	(L, R)	3.74
	(R, L)	2.40
$Z \rightarrow b\bar{b}$	(L, R)	4.78
	(R, L)	3.06
$Z \rightarrow q\bar{q}$ の合計	(L, R)	21.85
	(R, L)	13.99
	$(P_-, P_+) = (-0.8, +0.3)$	13.27

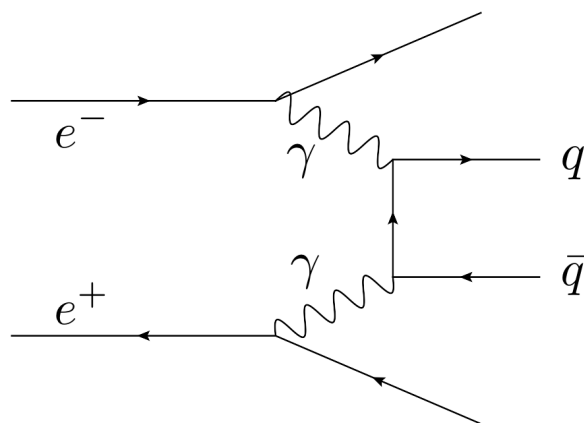


図 5.1: ビームに起因する 2 光子反応のひとつ , $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ のダイアグラム .

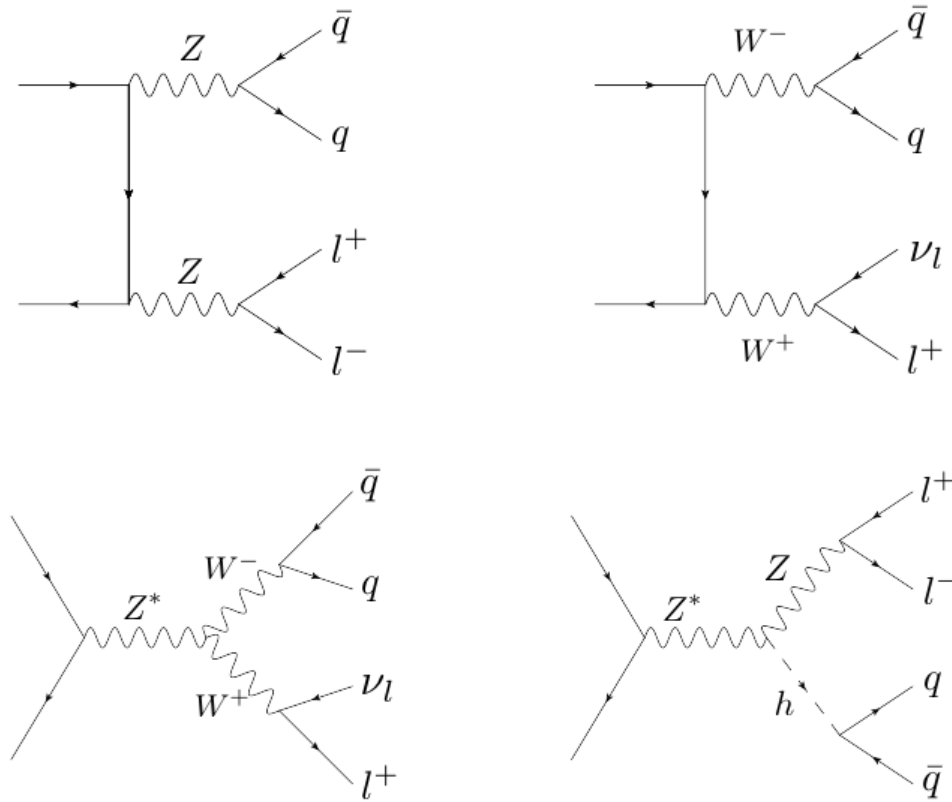


図 5.2: 主要な背景事象のダイアグラム (左上) $ZZ \rightarrow q\bar{q}l^-l^+$ ($l = e, \mu, \tau$) (右上, 左下) $WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$ ($l = e, \mu, \tau$) (右下) $Zh, h \rightarrow q\bar{q}, Z \rightarrow \tau^-\tau^+$

表 5.2: 背景事象の生成断面積 [40]. 中間状態は, かっこ () で括られているものが主に寄与するが, それ以外のすべての状態を含む. ビーム偏極は $(P_-, P_+) = (-0.8, +0.3)$, beamstrahlung と initial-state radiation によるエネルギーの変化を考慮して計算している.

プロセス	生成断面積 [fb]
$(ZZ \rightarrow) qq\tau\tau$	166.8
$(ZZ \rightarrow) qqee, qq\mu\mu$	1425.2
$(ZZ \rightarrow) qqqq$	16152
$(WW \rightarrow) qq\tau\nu$	5304
$(WW \rightarrow) qqe\nu, qq\mu\nu$	11152
$(Zh \rightarrow) \tau\tau h$	10.4
$(Zh \rightarrow) ee h, \mu\mu h$	21.5
$(Zh \rightarrow) qqh, h \rightarrow \tau\tau$	193.2

- $ZZ \rightarrow qq\tau\tau$

t チャンネル過程で生成された 2 つの Z ボソンのうち, 片方がクォーク対に崩壊し, 他方がタウレプトン対に崩壊するプロセスである. 終状態のパートンが信号事象と全く同じであり, 生成断面積が信号事象の 10 倍程度あるため, 背景事象のなかでは最も多く残る. $\tau\tau$ の不変質量が m_Z にピークを持つ. また Z ボソンとヒッグス粒子の質量の違いから, qq と $\tau\tau$ のエネルギーが信号事象と異なる.

- $ZZ \rightarrow qqee, qq\mu\mu$

t チャンネル過程で生成された 2 つの Z ボソンのうち, 片方がクォーク対に崩壊し, 他方が電子, ミューオン対に崩壊するプロセスである. Z ボソンから崩壊した電子, ミューオンがタウレプトンと誤同定されて信号事象のなかに混ざる. 大きな消失エネルギーが存在しないこと, タウジェットの衝突パラメータが小さい, ハドロンジェットの不変質量が m_Z にピークを持つことが特徴である.

- $WW \rightarrow qqe\nu, qq\mu\nu, qq\tau\nu$

2 つの W ボソンが生成され, 片方がクォーク対に崩壊し, 他方がタウレプトン, 電子, ミューオンとニュートリノに崩壊するプロセスである. 消失エネルギーが存在し, ジェットのなかの粒子がタウジェットと同定されることがある. しかし, qq と $\tau\tau$ の不変質量が m_Z, m_h にピークを持たないので, その特徴を用いたカットを適用する. また電子, ミューオン崩壊モードの場合は, 誤同定されたタウジェットのなかの荷電粒子の衝突パラメータが小さい.

- $Zh \rightarrow eeh, \mu\mu h, \tau\tau h$

ヒッグスが b, c クォーク, グルーオンに崩壊するとき, 信号事象のトポロジーと類似する. この場合, qq と $\tau\tau$ の不変質量が信号事象と異なる値にピークを持つ. トポロジーが似ているが断面積が大きくないため, カットをかけた後に残る数は多くない.

表 5.3: 事象選別のカット．変数と条件を記した．

名前, 変数	条件
1 プリカット	(本文中で述べる)
2 N_{track}	$8 < N_{\text{track}} < 50$
3 E_{vis}	$110 < E_{\text{vis}} < 235 \text{ GeV}$
4 $\cos \theta_{\text{miss}}$	$ \cos \theta_{\text{miss}} < 0.98$
5 M_{qq}	$77 < M_{qq} < 135 \text{ GeV}$
6 E_{qq}	$80 < E_{qq} < 135 \text{ GeV}$
7 $\cos \theta_{\text{taujets}}$	$\cos \theta_{\text{taujets}} < -0.5$
8 $d_0/\sigma(d_0)$	$\log_{10} d_0/\sigma(d_0) (\tau^-) + \log_{10} d_0/\sigma(d_0) (\tau^+) > -0.7$
9 $z_0/\sigma(z_0)$	$\log_{10} z_0/\sigma(z_0) (\tau^-) + \log_{10} z_0/\sigma(z_0) (\tau^+) > -0.1$
10 M_{taujets}	$M_{\text{taujets}} < 115 \text{ GeV}$
11 E_{taujets}	$E_{\text{taujets}} < 125 \text{ GeV}$
12 $M_{\tau\tau}$	$100 < M_{\tau\tau} < 170 \text{ GeV}$
13 M_{recoil}	$112 < M_{\text{recoil}} < 160 \text{ GeV}$

5.2 事象選別

信号事象，背景事象の分布の特徴に基づいたカットをかけることで，事象選別を行い S/N 比を向上させる．信号事象には CP-even (CP 混合角 $\alpha = 0$) のサンプルを使用した．背景事象は，“ $qq\tau\tau$ ”，“ $qqee$ ， $qq\mu\mu$ ”，“ $qq\nu\nu$ ($\nu = e, \mu, \tau$)”，“ llh ($l = e, \mu, \tau$)”，“その他” の 5 つに分けた．カットを考える際に先行研究 [38] を参考にした．表 5.3 に適用したカットを示した．以下でそれぞれのカットに用いた変数を定義し，カットを適用した理由について変数の分布を示しながら説明する．

1. プリカット

4.3.3 項で述べたタウジェット同定アルゴリズムに関連して以下の条件を要求した．

- (a) 正負両方のタウジェットが 1 つずつ再構成されていること．
- (b) タウジェットのなかに含まれる荷電粒子は 3 つ以下であること．
- (c) 少なくとも一方のタウジェットに含まれる荷電粒子の数は 3 つより小さいこと．

(a) は 2 つのタウレプトンが生成される事象であれば，満たすべき条件である．1 つのタウレプトンから崩壊する荷電粒子は 1 つないしは 3 つなので (b) の条件を要求することも妥当である．ハドロンジェットのなかの粒子がタウジェットと誤同定される場合は，荷電粒子が 3 つであることが多いので (c) はそのような誤同定事象を取り除くために要求される．

2. $9 \leq N_{\text{track}} < 50$

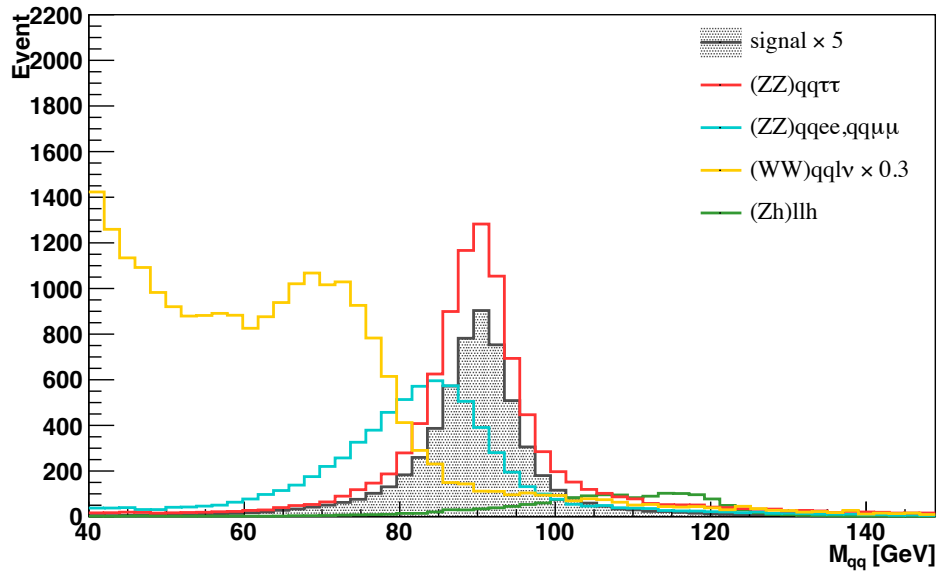


図 5.3: カット 5 ($77 \text{ GeV} < M_{qq} < 135 \text{ GeV}$) を適用する前の M_{qq} の分布 .

N_{track} はイベントのなかの荷電粒子の数である . 信号事象は 2 つのジェットを含む . 背景事象のなかにはジェットがなく荷電粒子の数が少なかったり , $qqqq$ のようにジェットが 4 つあり荷電粒子の多い事象が存在する . このような事象を排除するためにこのカットを適用した .

3. $110 \text{ GeV} < E_{\text{vis}} < 235 \text{ GeV}$

E_{vis} は測定した粒子の全エネルギーである . ニュートリノによる消失エネルギーがなく E_{vis} が 250 GeV に近い事象 , 2 光子反応のような全エネルギーの一部が測定される事象を排除する .

4. $|\cos \theta_{\text{miss}}| < 0.98$

$\cos \theta_{\text{miss}}$ は消失運動量の z 軸からの角度である . 消失運動量は , 重心系運動量 $(250, 0, 0, 0)$ から測定した全運動量を引いた値である . タウレプトン , W ボソンからニュートリノが崩壊した事象は消失運動量が等方的にでやすい傾向がある . 2 光子反応は光子がビーム軸と同じ方向に出やすく , 消失運動量がビーム軸方向を向く傾向にある . このような事象を除去できる .

5. $77 \text{ GeV} < M_{qq} < 135 \text{ GeV}$

M_{qq} はハドロンジェット対の不変質量である . ハドロンジェットとするのは , 2 つのタウジェットに含まれる粒子以外のすべて粒子である . 信号事象であれば M_{qq} が Z ボソンの質量付近にピークを持つ . カット 5 を適用する前の M_{qq} の分布を図 5.3 に示した .

6. $80 \text{ GeV} < E_{qq} < 135 \text{ GeV}$

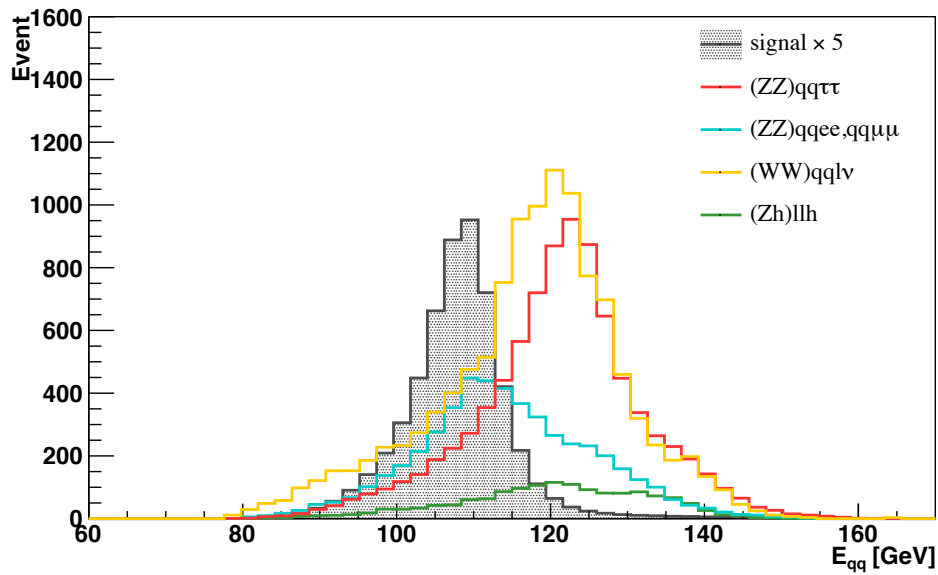


図 5.4: カット 6 ($80 \text{ GeV} < E_{qq} < 135 \text{ GeV}$) を適用する前の E_{qq} の分布

E_{qq} はハドロン・ジェット対のエネルギーの和である． ZZ ， WW 事象に比べて，信号事象 ZH はボソンの質量の和が大きい分，2つのボソンの運動量が小さくなる傾向にある．この違いは図 5.4 に示したカット 6 を適用する前の E_{qq} の分布においても確認できる．

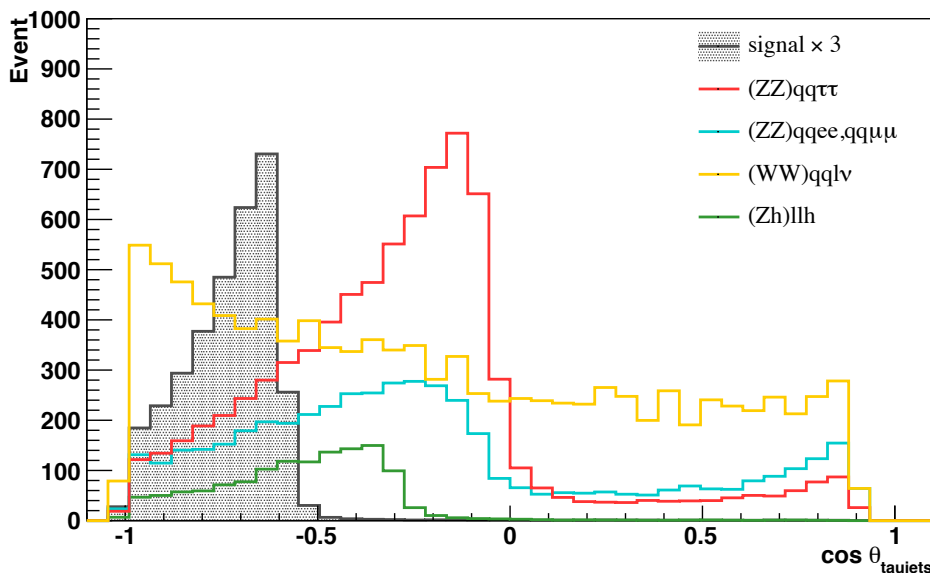


図 5.5: カット 7 ($\cos \theta_{\text{taujets}} < -0.5$) を適用する前の $\cos \theta_{\text{taujets}}$ の分布

7. $\cos \theta_{\text{taujets}} < -0.5$

θ_{taujets} は 2 つのタウジェットの間角度．信号事象の $\cos \theta_{\text{taujets}}$ が -1 に近い，すなわち正反対の方向に出やすいのは，ヒッグス粒子の質量が大きいためである．図 5.5 にカット 7 を適用する前の $\cos \theta_{\text{taujets}}$ の分布を示した． ZZ 事象の $\cos \theta_{\text{taujets}}$ が，信号事象に比べて大きいことが確認できる．

8. $\log_{10} |d_0/\sigma(d_0)|(\tau^-) + \log_{10} |d_0/\sigma(d_0)|(\tau^+) > -0.7$

d_0 は xy 平面における衝突パラメータ， $\sigma(d_0)$ は衝突パラメータのフィッティング誤差である．衝突パラメータを含むトラックパラメータについては 4.3.1 項を参照のこと． $Z \rightarrow ee, \mu\mu$ のレプトンや light flavor 由来のハドロンがタウジェットに誤同定される事象は， $d_0/\sigma(d_0)$ が小さくなる傾向にあるので，このカットによってそれらの事象を除去できる．図 5.6 にカット 8 を適用する前の $\sum^{\tau^\pm} \log_{10} |d_0/\sigma(d_0)|$ の分布を示した．

9. $\log_{10} |z_0/\sigma(z_0)|(\tau^-) + \log_{10} |z_0/\sigma(z_0)|(\tau^+) > -0.1$

z_0 は z 方向の衝突パラメータである．これも先ほどのカットの適用する理由は同じである．ただし，表 3.1 に示したようにビームバンチの z 方向の長さがあるため， z_0 の決定精度は d_0 のそれよりも悪い．カット 9 を適用する前の $\sum^{\tau^\pm} \log_{10} |z_0/\sigma(z_0)|$ の分布を図 5.7 に示した．

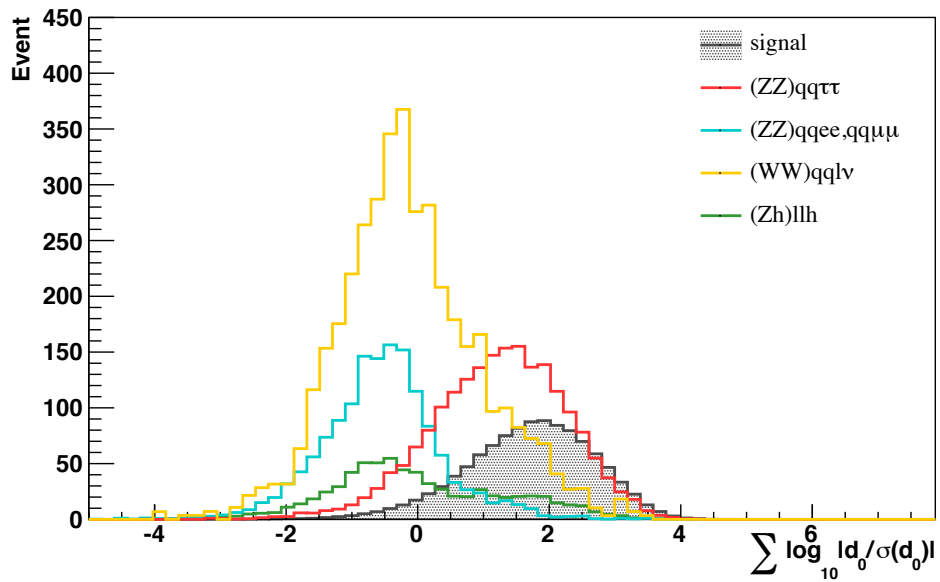


図 5.6: カット 8 ($\sum^{\tau^\pm} \log_{10} |d_0/\sigma(d_0)| > -0.7$) を適用する前の $\sum^{\tau^\pm} \log_{10} |d_0/\sigma(d_0)|$ の分布

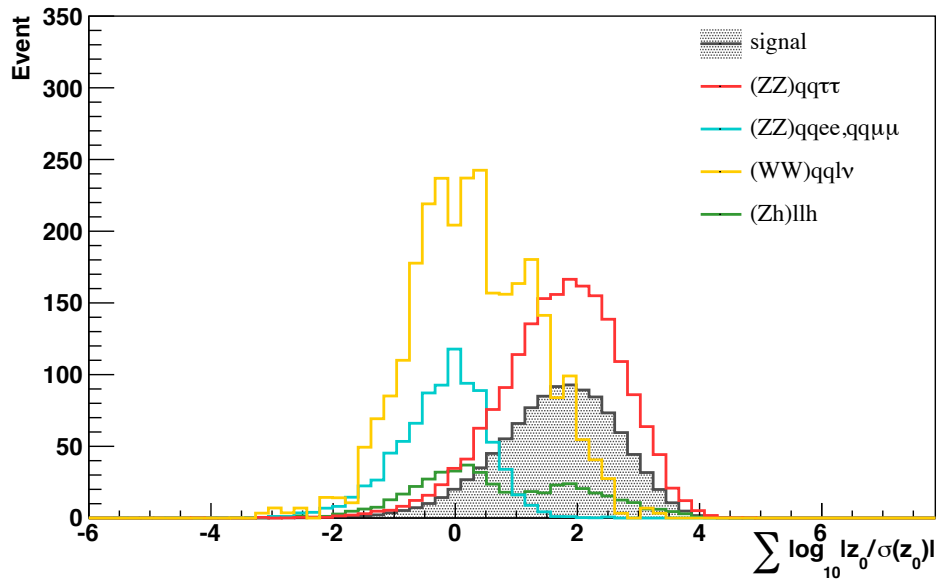


図 5.7: カット 9 ($\sum^{\tau^\pm} \log_{10} |z_0/\sigma(z_0)| > -0.1$) を適用する前の $\sum^{\tau^\pm} \log_{10} |z_0/\sigma(z_0)|$ の分布

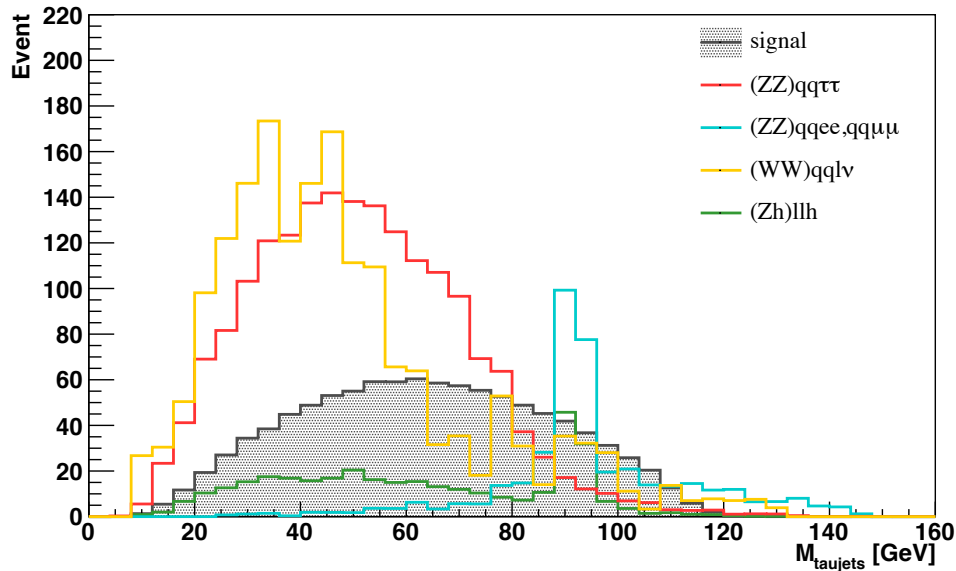


図 5.8: カット 10 ($M_{\text{taujets}} < 115 \text{ GeV}$) を適用する前の M_{taujets} の分布

10. $M_{\text{taujets}} < 115 \text{ GeV}$

M_{taujets} はタウジェット対の不変質量である．図 5.8 にカット 10 を適用する前の M_{taujets} の分布を示した． M_{taujets} の大きい領域にテールを引いている， $qqee, qq\mu\mu, qql\nu$ の背景事象を除去することを目的としている．

11. $E_{\text{taujets}} < 125 \text{ GeV}$

E_{taujets} はタウジェット対のエネルギーの和である．図 5.9 にカット 11 を適用する前の E_{taujets} の分布を示した． E_{taujets} の大きい領域にテールを引いている， $qqee, qq\mu\mu, qql\nu$ の背景事象を除去することを目的としている．

12. $100 \text{ GeV} < M_{\tau\tau} < 170 \text{ GeV}$

$M_{\tau\tau}$ は再構成されたタウレプトン対の不変質量である．タウレプトンの再構成については 4.3.3 項を参照のこと．図 5.10 にカット 12 を適用する前の $M_{\tau\tau}$ の分布を示した．信号事象の $M_{\tau\tau}$ はヒッグス粒子の質量の付近にピークを持ち，背景事象 ZZ の $M_{\tau\tau}$ は Z ボソン質量の付近にピークを持つ．

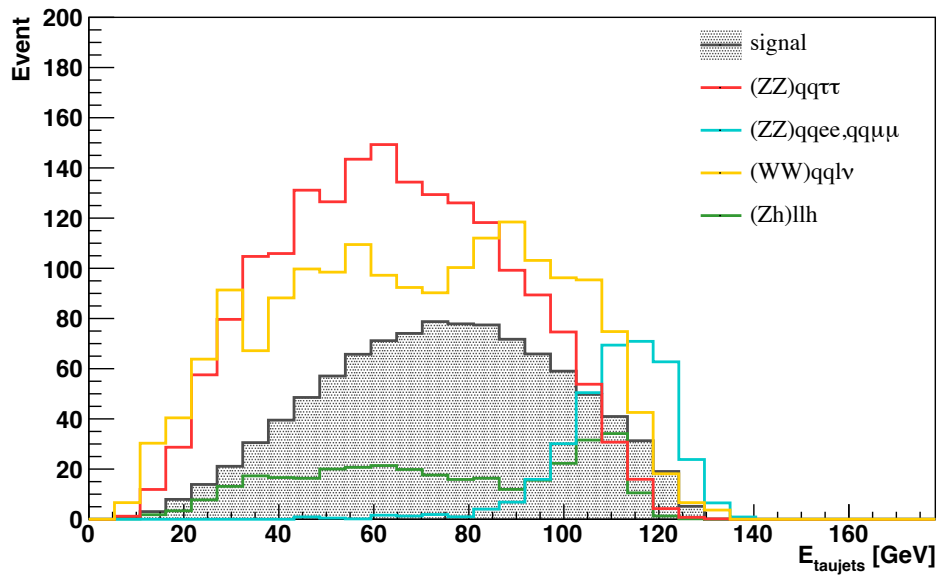


図 5.9: カット 11 ($E_{\text{taujets}} < 125$ GeV) を適用する前の E_{taujets} の分布

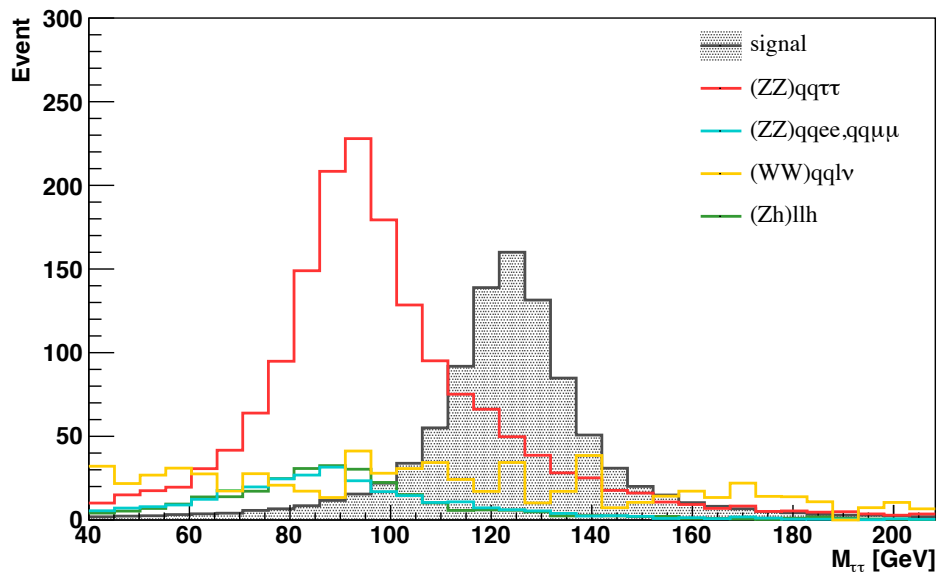


図 5.10: カット 12 (100 GeV $< M_{\tau\tau} < 170$ GeV) を適用する前の $M_{\tau\tau}$ の分布

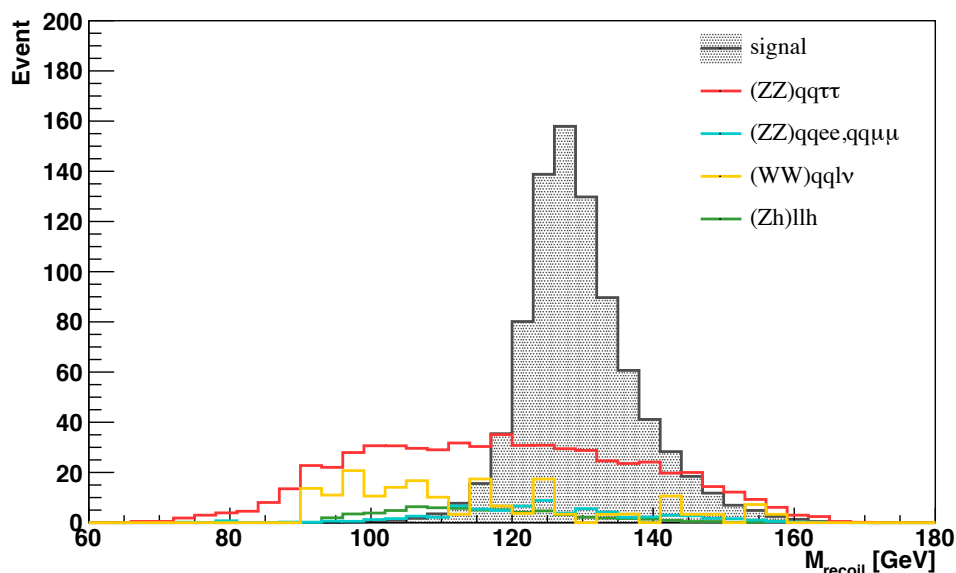


図 5.11: カット 13 ($112 \text{ GeV} < M_{\text{recoil}} < 160 \text{ GeV}$) を適用する前の M_{recoil} の分布

13. $112 \text{ GeV} < M_{\text{recoil}} < 160 \text{ GeV}$

M_{recoil} はヒッグス粒子の反跳質量である。ヒッグス粒子の反跳運動量は、重心系運動量 $(250, 0, 0, 0)$ から 2 つのハドロンジェットの運動量を差し引いた値である。この質量をもって反跳質量と呼ぶ。図 5.11 にカット 14 を適用する前の M_{recoil} の分布を示した。信号事象は M_{recoil} がヒッグス粒子の質量の付近にあるが、他の背景事象は全体的に分布していることが確認できる。

以上のカットを順に適用したときの、信号事象と背景事象の数の変化を表 5.4 にまとめた。積分ルミノシティは 250 fb^{-1} を仮定し、予想される数を計算した。統計的有意度、significance σ は、信号事象の数を S 、背景事象の数を B としたときに以下のように計算される。

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (5.2)$$

表 5.4: カットによる事象数の変化. $l = e, \mu, \tau$. 積分ルミノシティ 250 fb^{-1} に対応する統計量である.

	Signal	$qq\tau\tau$	$qqee$	$qq\nu\nu$	llh	others	significance
0		4.17×10^4	3.58×10^5	4.13×10^6	7325	1.44×10^{10}	
1	Precut	1.15×10^4	6.35×10^4	1.73×10^5	3496	2.55×10^7	0.2
2	N_{track}	1.13×10^4	6.03×10^4	1.68×10^5	3431	4.02×10^5	1.6
3	E_{vis}	1.10×10^4	2.11×10^4	1.65×10^5	1745	2.11×10^5	1.9
4	$\cos\theta_{\text{miss}}$	1.01×10^4	8310	1.60×10^5	1571	8120	2.8
5	M_{qq}	8587	4988	1.14×10^4	1463	2117	6.4
6	E_{qq}	7783	4798	1.07×10^4	1302	1444	6.6
7	$\cos\theta_{\text{taujets}}$	1979	1467	3961	694	712	10.9
8	$d_0/\sigma(d_0)$	1907	854	2808	475	409	12.3
9	$z_0/\sigma(z_0)$	1824	408	1773	336	345	13.4
10	M_{taujets}	1816	349	1746	334	334	13.5
11	E_{taujets}	1816	324	1736	334	334	13.5
12	$M_{\tau\tau}$	610	72	284	66	14	19.4
13	$E_{\tau\tau}$	605	71	186	64	13	19.9
14	M_{recoil}	362	57	86	35	12	22.3

5.3 タウレプトンの崩壊モードの分類

事象選別の後に、タウジェットについての測定量をもとにタウレプトンの崩壊モードの分類をした。表 2.1 で示したタウレプトンの崩壊モードのうち、 $\pi^\pm\nu, e^\pm\nu\nu, \mu^\pm\nu\nu$ を解析に用いた。崩壊モードの分類をする目的は 2 つある。1 つめは、最も感度の高い崩壊モードの組 ($\pi^-\nu, \pi^+\nu$) を他の組み合わせから区別するためである。2 つめは、acoplanarity angle, mixing correlator という物理量がレプトン崩壊がひとつあるごとに分布が反転するので、レプトン崩壊とハドロン崩壊を区別するためである。“Pi”, “E”, “Mu”, “other” という 3 つのカテゴリに、再構成された物理量のみを用いて分類した。“Pi”, “E”, “Mu” はそれぞれ $\pi^\pm\nu, e^\pm\nu\nu, \mu^\pm\nu\nu$ に対応し、“other” はどのカテゴリにも分類されなかったことを表す。

崩壊モードを分類するときに注目した特徴について述べる。まず、すべてのカテゴリについてタウジェットに含まれる荷電粒子の数が 1 つであることを要求した。その荷電粒子の識別には、電磁カロリメータで測定されたエネルギー E_{ECAL} , ハドロンカロリメータで測定されたエネルギー E_{HCAL} , 飛跡検出器とミュオン検出器で測定された運動量 P_{trk} を用いた。図 5.12 に $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})$ と $(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})/P_{\text{trk}}$ の 2 次元プロットを示した。電子はエネルギーのほとんどが電磁カロリメータで吸収されるので $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})$ が 1 に近く、ミュオンはカロリメータでは止まらないので、 $(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})/P_{\text{trk}}$ が小さい。そして、“Pi”, “E” カテゴリには $\pi^\pm\pi^0\nu, \pi^\pm\pi^0\pi^0\nu$ が混ざるので、それらを除去するために 2 つの変数に注目した。タウジェット中の中性のエネルギーと全エネルギーの比 $E_{\text{taujet}}^{(\text{neutral})}/E_{\text{taujet}}$ と、荷電粒子とエネルギーが大きい 2 つの中性の PFO の不変質量 M'_{tauj} である。 $\pi^\pm\pi^0\nu, \pi^\pm\pi^0\pi^0\nu$ の M'_{tauj} は中間状態 ρ^\pm, a_1^\pm の質量を反映している。

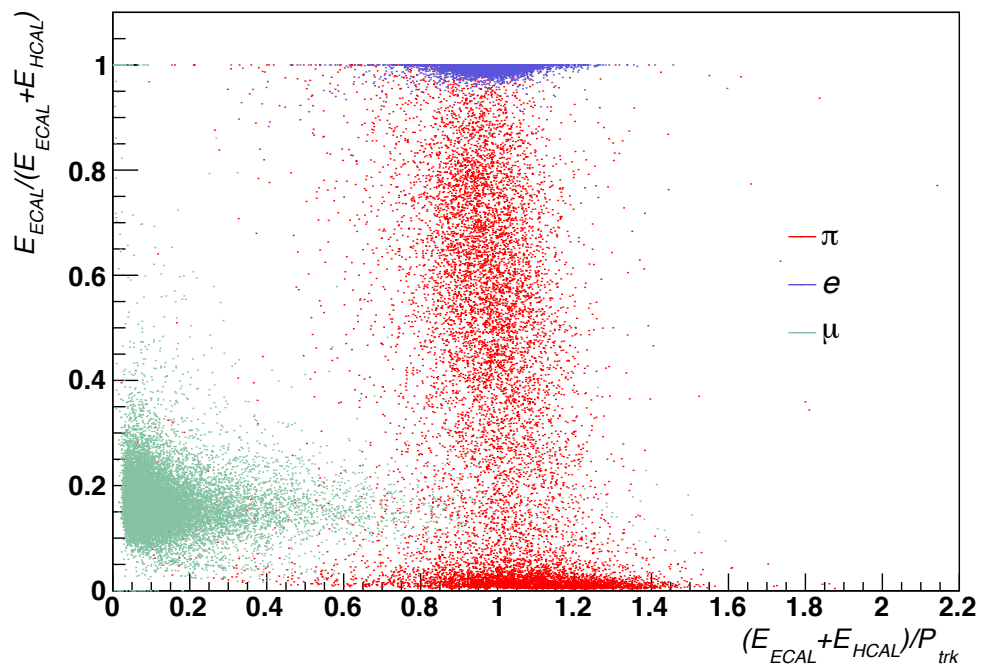


図 5.12: $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})$ と $(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})/P_{\text{trk}}$ の散布図．モンテカルロの崩壊モードにしたがって色分けをしている．

表 5.5: タウレプトン崩壊モードの分類後の事象数．事象選別を行った後の CP-even の信号事象を対象とした．全体の事象数はルミノシティは 250 fb^{-1} に対応する．列は再構成したカテゴリ，行はモンテカルロによる崩壊モードである．

	“Pi”	“E”	“Mu”	“other”	合計
$\pi^{\pm}\nu$	98.1	1.9	1.5	10.8	112.2
$e^{\pm}\nu\nu$	0.9	143.2	0.1	10.8	155.0
$\mu^{\pm}\nu\nu$	2.2	0.7	148.8	5.5	157.2
other	15.2	2.0	5.5	381.2	403.9
All	116.4	147.9	155.9	408.3	828.4

以上で述べた分類の条件を箇条書きにしてまとめる．

- “Pi” ($\pi^{\pm}\nu$)
 - タウジェットの中の荷電粒子が 1 つ．
 - $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}}) < 0.97$
 - $(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})/P_{\text{trk}} > 0.5$
 - $E_{\text{tau}j}^{(\text{neutral})}/E_{\text{tau}j} < 0.08$ または $M'_{\text{tau}j} < 0.4$
- “E” ($e^{\pm}\nu\nu$)
 - タウジェットの中の荷電粒子が 1 つ．
 - $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}}) > 0.97$
 - $E_{\text{tau}j}^{(\text{neutral})}/E_{\text{tau}j} < 0.5$
- “Mu” ($\mu^{\pm}\nu\nu$)
 - タウジェットの中の荷電粒子が 1 つ．
 - $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}}) < 0.97$
 - $(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})/P_{\text{trk}} < 0.5$

CP-even (CP 混合角 $\alpha = 0$) の信号事象に対して，崩壊モードの分類を行った後の各カテゴリに属する事象数を表 5.5 に示した．そして，それぞれの崩壊モードの efficiency と purity を表 5.6 に示した．

表 5.6: タウレプトン崩壊モード分類の efficiency と purity . 背景事象は加えておらず, 信号事象のな
かの崩壊モードの取り違いのみを efficiency , purity の計算に用いている .

	efficiency	purity
$\pi^{\pm}\nu$	0.87	0.84
$e^{\pm}\nu\nu$	0.92	0.97
$\mu^{\pm}\nu\nu$	0.95	0.95

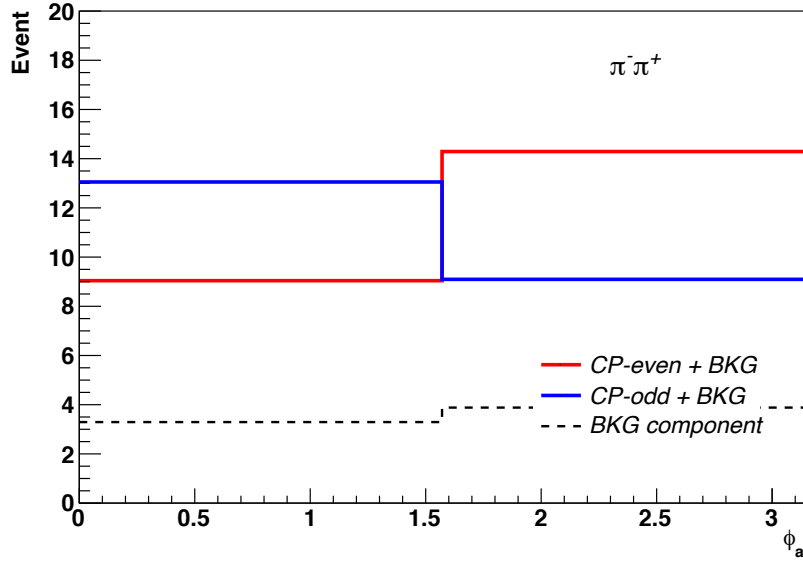


図 5.13: 再構成された崩壊モードが両方 $\pi^\pm\nu$ である事象の acoplanarity angle の分布．赤（青）の実線は CP-even（CP-odd）の信号事象と背景事象の和を表す． $[0, \pi/2]$ と $[\pi/2, \pi]$ の 2 つのビンに分けた．

5.4 CP 純粋状態の判別

ヒッグス粒子が CP-even であるときに，どの程度の統計的信頼度で CP-odd であることを棄却できるのかを論じる．ただし，2HDM などの一般的な模型を仮定すれば CP-odd のヒッグス粒子は Z ボソンと tree-level で結合しないため，生成断面積が非常に小さくなる．ゆえにこの場合は断面積の測定のみで CP-odd を棄却することができる．さらに 1.2 で述べたように，ヒッグス粒子の z 軸からの角度の分布が CP-even と CP-odd で異なるが，ここではそのような効果を考慮せず，本論文で述べているタウレプトンの崩壊分布のみで解析を行った．また，ヒッグス粒子が純粋な CP-odd であることは LHC の実験において棄却されていることは 1.3 節で述べた．この節の解析は，それをフェルミオン崩壊チャンネルにおいてもチェックするという意義がある．

事象選別，タウ崩壊モードの分類をした後の，acoplanarity angle の分布を図 5.13，図 5.14，図 5.15 に示した．CP-even と CP-odd の信号事象と背景事象の和を，赤または青の実線であらわしている．全体の事象数は積分ルミノシティ 250 fb^{-1} で期待される数にスケールしてある．再構成された 2 つのタウレプトン崩壊モードの組み合わせにしたがって分けた．崩壊モードの組み合わせは図 5.13 は両方 $\pi^\pm\nu$ ，図 5.14 は $\pi^\pm\nu$ と $e^\mp\nu\nu$ ，図 5.15 は $\pi^\pm\nu$ と $\mu^\mp\nu\nu$ である．レプトン崩壊モードでは分布が反転している様子が測定器シミュレーションにおいても確認できる．

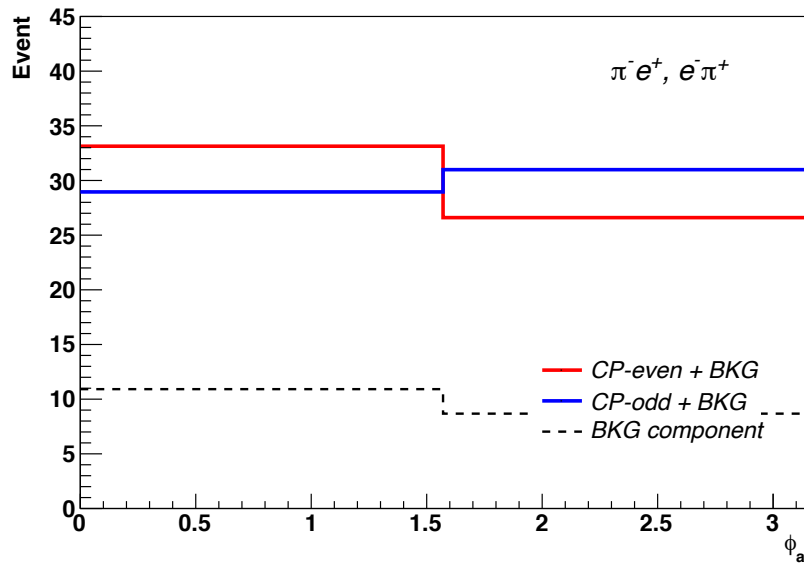


図 5.14: 再構成された崩壊モードが $\pi^\pm \nu$ と $e^\mp \nu \nu$ である事象の acoplanarity angle の分布 .

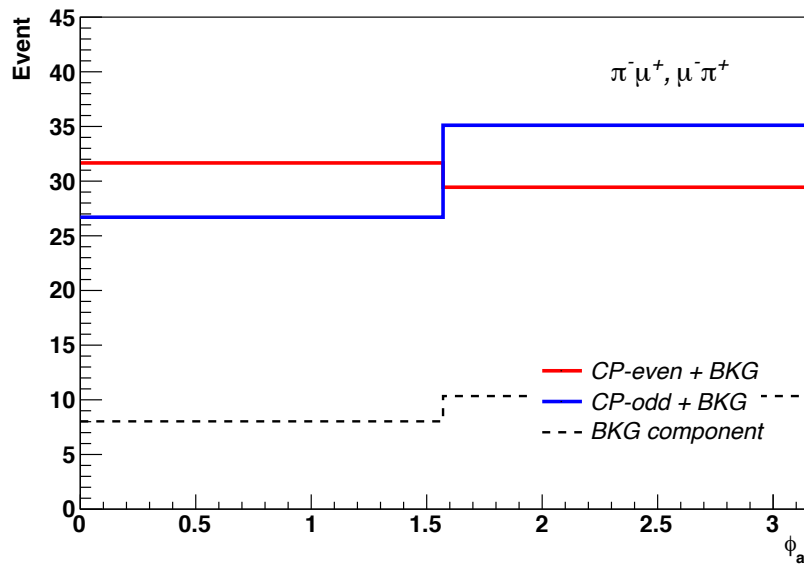


図 5.15: 再構成された崩壊モードが $\pi^\pm \nu$ と $\mu^\mp \nu \nu$ である事象の acoplanarity angle の分布 .

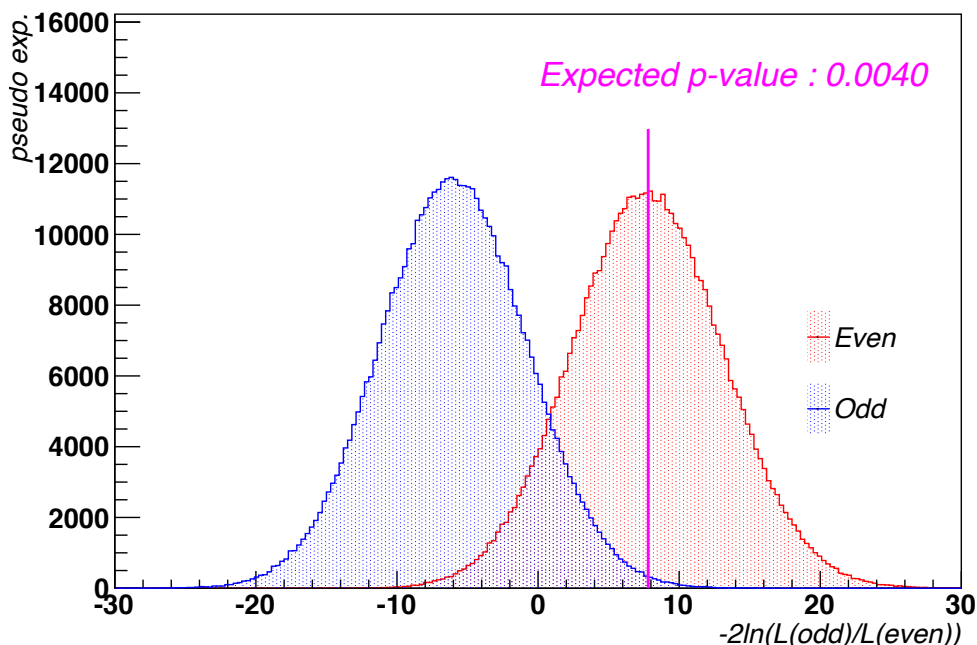


図 5.16: 検定統計量 log likelihood ratio の分布．500000 回の pseudo experiment を行った．マゼンタ色の線の位置は，CP-even の分布の中央値を表す．

これらの異なる CP で期待される事象数の違いをもとに，CP-even と CP-odd という 2 つの仮説に対して仮説検定を行う．CP-even が正しいと仮定した場合に，どの程度の信頼水準（confidence levels）で CP-odd を棄却できるのかを決定する．検定統計量 t として log likelihood ratio をとる．

$$t = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\text{CP-odd})}{\mathcal{L}(\text{CP-even})} \right) \quad (5.3)$$

$\mathcal{L}(H)$ は，あるデータセットに対して定義され，仮説 H を仮定した時そのようなデータセットが得られる likelihood（確率）である．これに関する詳細は付録 C において説明した．pseudo experiment を行い検定統計量 t の分布を求めた．先にあげた 2 つのビンを持つ図 5.13，図 5.14，図 5.15，合計 6 つの統計的に独立なビンに対してポワソン統計で乱数を生成し，得られた各ビンでの事象数に対して上記の t を計算した．そのようにして求めた t の分布を図 5.16 に示す．実際の実験では得られたデータを用いて，検定統計量を計算し critical region の割合から（observed）p-value を求める．ここでは，CP-even の分布の中央値をとり，CP-odd の expected p-value p_0 を計算した．その結果は $p_0 = 0.0040$ であった．これは信頼水準に直すと [41]，99.2% である．積分ルミノシティ 250 fb^{-1} の統計量で，ヒッグス粒子が CP-even であると仮定したとき，信頼水準 99.2% で CP-odd であるという仮説を棄却できる，との結果が得られた．

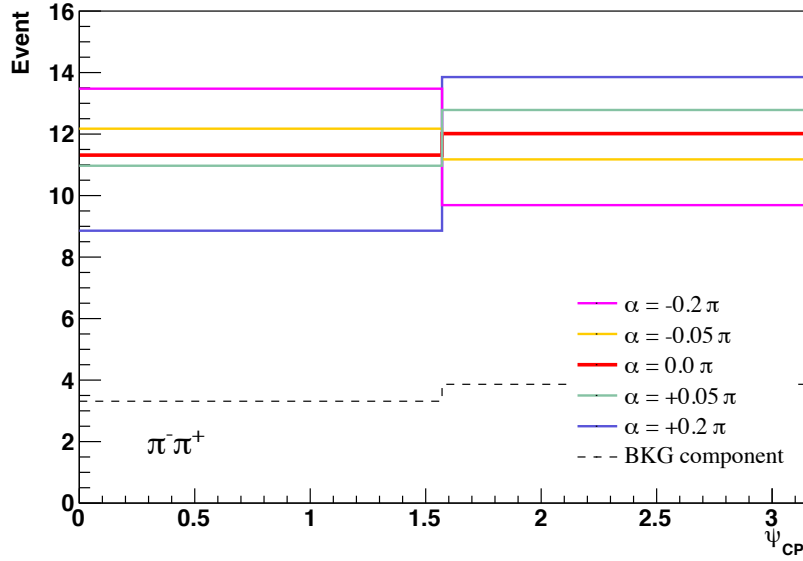


図 5.17: 再構成された崩壊モードが両方 $\pi^\pm\nu$ である事象の mixing correlator の分布．実線はそれぞれの CP 混合角に対する信号事象と背景事象の和を表す． $[0, \pi/2]$ と $[\pi/2, \pi]$ の 2 つのビンに分けた．

5.5 CP 混合角の決定精度の評価

ILC 実験におけるヒッグス粒子の CP 混合角の決定精度について議論する．積分ルミノシティは 250, 500, 750, 1000 fb^{-1} を仮定し，それぞれの統計に対する，CP 混合角 $\alpha = 0$ のまわりでの α の決定精度を評価した．本節で述べる解析には，mixing correlator の分布を使用した．タウレプトンの崩壊モードは前の節と同じように， $\pi^\pm\nu$ ， $e^\pm\nu\nu$ ， $\mu^\pm\nu\nu$ を用いた．モンテカルロイベントは 250 fb^{-1} で期待される事象数の 100 倍程度多く生成した．図 5.17，図 5.18，図 5.19 に mixing correlator の分布を示した．CP 混合角は $\alpha = 0, \pm 0.05\pi, \pm 0.2\pi$ の場合について図示した．崩壊モードの組み合わせは図 5.17 は両方 $\pi^\pm\nu$ ，図 5.18 は $\pi^\pm\nu$ と $e^\mp\nu\nu$ ，図 5.19 は $\pi^\pm\nu$ と $\mu^\mp\nu\nu$ である．全体の統計数は 250 fb^{-1} で期待される事象数にスケールしてある．

以上の分布，3 つの図の合計 6 ビンの統計に対して前節で説明した log likelihood を計算した． $\alpha = 0$ の分布を期待値とするポワソン統計にしたがって，繰り返し乱数を出力する (pseudo experiment)．1 回乱数を出力したときの 6 つのビンの事象数を $\{n_i\}_{i=1,\dots,6}$ とする．付録 C でも述べたように，log likelihood は以下のように計算する．

$$-2 \ln \mathcal{L}(\{n_i\}_{i=1,\dots,6}; \alpha) = -2 \sum_{i=1}^6 (n_i \ln \nu_i(\alpha) - \nu_i(\alpha) - \ln(n_i!)) \quad (5.4)$$

$\nu_i(\alpha)$ は CP 混合角 α のときのビン i で期待される事象数である．これは図 5.17，図 5.18，図 5.19 のヒストグラムに示した数である．図には示されていない $\alpha = \pm 0.1\pi$ についても log likelihood を計算

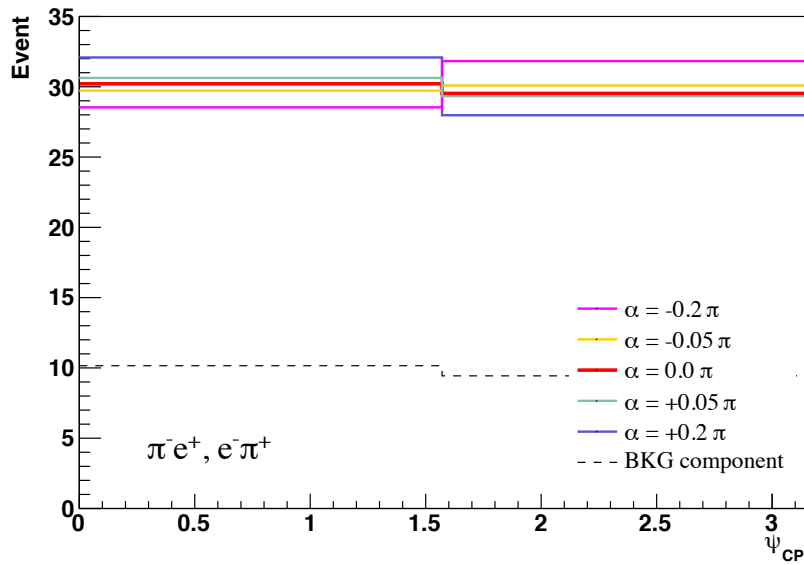


図 5.18: 再構成された崩壊モードが $\pi^\pm\nu$ と $e^\mp\nu\nu$ である事象の mixing correlator の分布 .

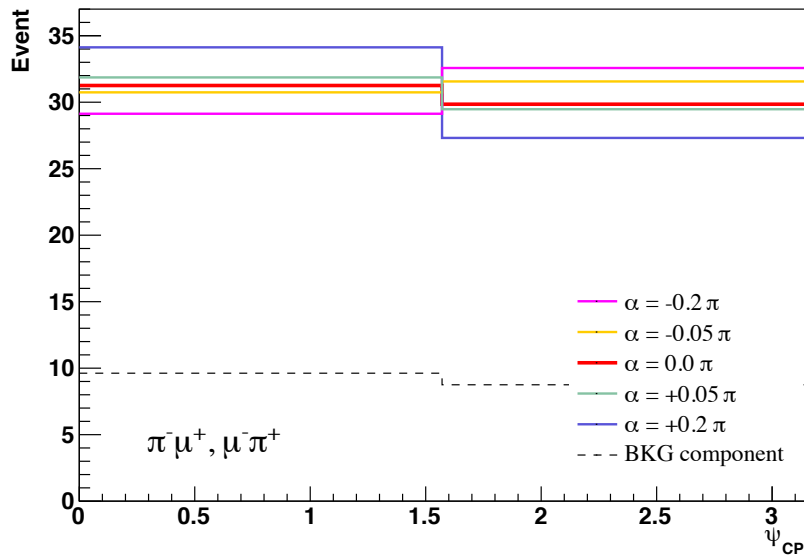


図 5.19: 再構成された崩壊モードが $\pi^\pm\nu$ と $\mu^\mp\nu\nu$ である事象の mixing correlator の分布 .

表 5.7: それぞれの積分ルミノシティに対する $\Delta\alpha_-$ と $\Delta\alpha_+$

積分ルミノシティ [fb^{-1}]	$\Delta\alpha_-$	$\Delta\alpha_+$
250	-0.13π	0.15π
500	-0.083π	0.096π
750	-0.066π	0.077π
1000	-0.056π	0.065π

した．それぞれの CP 混合角の log likelihood の $\alpha = 0$ からの差分 $-2\Delta \ln \mathcal{L}$ を図 5.20 に示した．それぞれのグラフは異なる積分ルミノシティに対応している． $\alpha \geq 0$ と $\alpha \leq 0$ のそれぞれの領域に対して，関数 $A_0^\pm(1 - \cos(A_1^\pm \alpha))$ をフィットし， $-2\Delta \ln \mathcal{L}$ の概形を求めた． $-2\Delta \ln \mathcal{L} < 1$ である範囲 $[\Delta\alpha_-, \Delta\alpha_+]$ が信頼区間 68% に相当する．異なるルミノシティに対する $\Delta\alpha_\pm$ を表 5.7，図 5.21 に示した． $\Delta\alpha_\pm$ は，ヒッグス粒子が純粋な CP-even であるときに， 1σ の有意度で $\Delta\alpha_- < \alpha < \Delta\alpha_+$ で制限をつけることができることを意味する．

得られた結果について議論を行う． $\alpha > 0$ と $\alpha < 0$ で log likelihood が非対称であることについて．これについてまだ研究できていないが，以下の 2 つが原因として考えられる．

1. モンテカルロイベントの統計誤差が現れている．
2. ψ_{CP} と他の変数間に相関があり， ψ_{CP} に対する efficiency が一様ではない．

もし原因が 1. だとすれば生成するモンテカルロイベントの数を更に多くする必要がある．2. である場合は，このような非対称性は必然的なものだが，どの変数が ψ_{CP} と相関があるのかを突き止める必要がある．

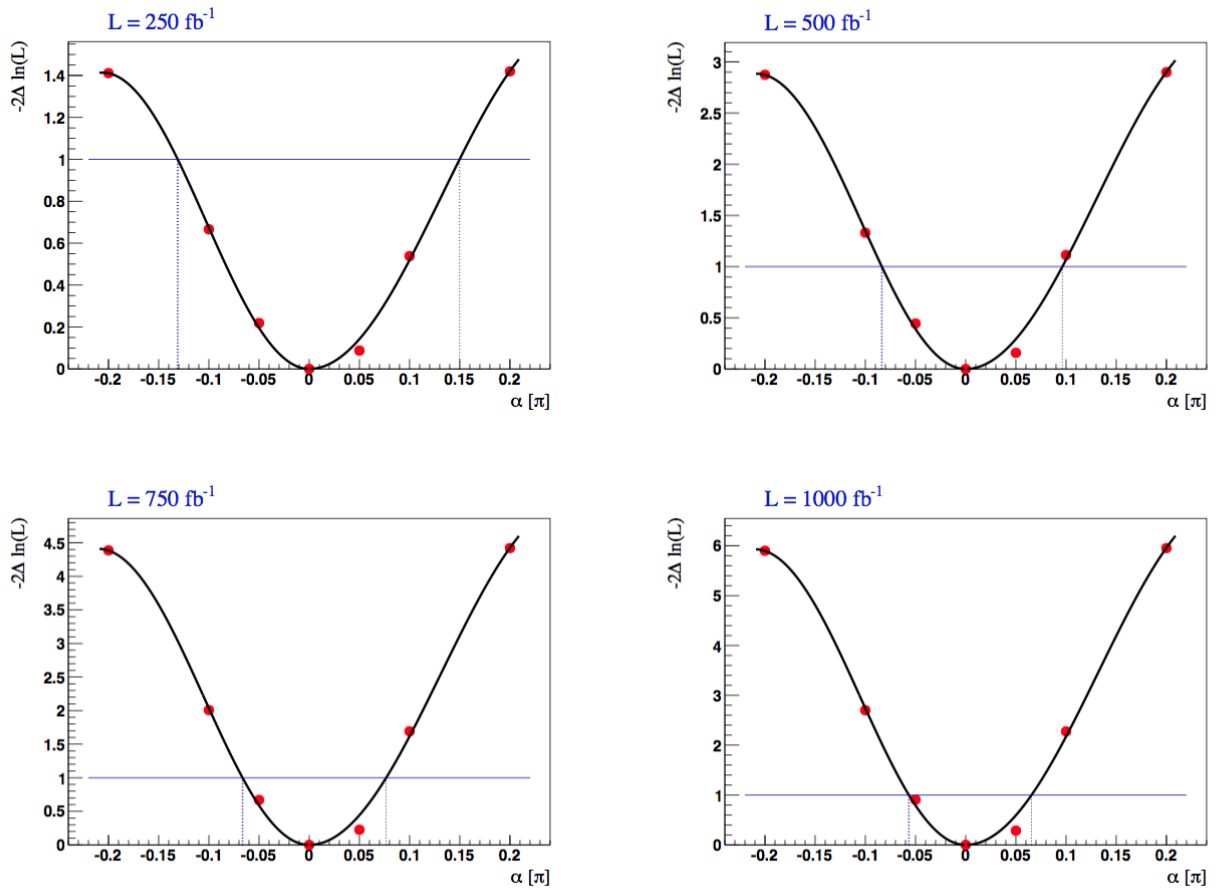


図 5.20: CP 混合角 α に対する $-2\Delta \ln \mathcal{L}$. 4 つのグラフは異なる積分ルミノシティに従って likelihood を計算しており, 左上が 250 fb^{-1} , 右上が 500 fb^{-1} , 左下が 750 fb^{-1} , 左上が 1000 fb^{-1} である. コサイン関数によって計算した点をフィットした (実線).

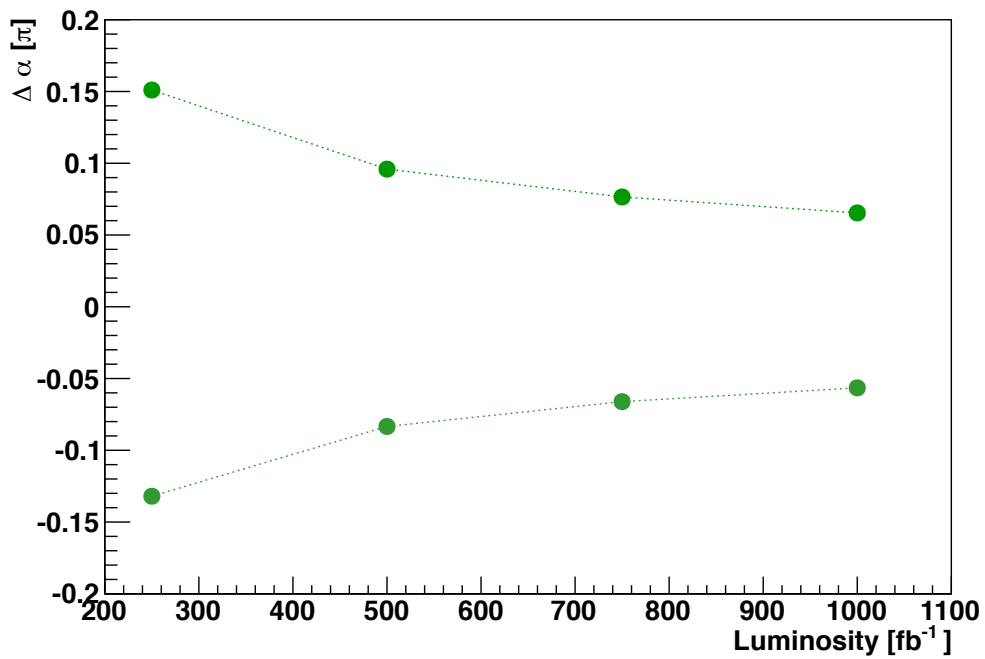


図 5.21: それぞれの積分ルミノシティに対する $\Delta\alpha_+$ (上の折れ線) と $\Delta\alpha_-$ (下の折れ線) .

第6章 まとめ

ヒッグス粒子の性質を精密に測定することは、標準理論を超える物理の探索という点で非常に重要である。本研究ではヒッグス粒子の CP に注目した。標準理論において予言されるヒッグス粒子の CP は even であるが、新物理の模型のなかには、ヒッグスセクターの CP 混合を予言するものがある。このシナリオは電弱バリオン数生成の枠組みにおいて宇宙のバリオン非対称性を説明できるので、ヒッグス粒子の CP を測定することは宇宙論的にも意義がある。

本研究ではヒッグス粒子の CP 混合について、それを実験的に検証するための手法を考案した。ヒッグス粒子の CP 混合を直接検証するために、ヒッグス粒子から崩壊したタウレプトンの崩壊分布に注目した。タウレプトンから崩壊した荷電粒子の衝突パラメータを用いて、CP 混合角に感度のある物理量 acoplanarity angle, mixing correlator を定義した後に、CP が混合しているヒッグス粒子のイベントジェネレーターを実装して、acoplanarity angle, mixing correlator の分布を確認した。CP 混合角に対する現実的な感度を調べるために、重心系エネルギー 250 GeV の ILC 実験の測定器シミュレーションを行った。CP が混合しているヒッグス粒子の信号事象と、背景事象に対して事象選別を行い、再構成された物理量からタウレプトンの崩壊モードを分類した。タウレプトンが $\pi^\pm\nu$, $e^\pm\nu\nu$, $\mu^\pm\nu\nu$ に崩壊するモードを解析の対象とした。そして積分ルミノシティ 250 から 1000 fb⁻¹ の統計量を仮定した時の、CP 混合角 α の $\alpha = 0$ (CP-even) まわりでの決定精度を評価した。

積分ルミノシティ 1000 fb⁻¹ において、CP 混合角 $\alpha = 0$ のときに $|\alpha| \lesssim 0.06\pi = 0.19$ (統計有意度 1σ) で α が決定できるとの結果が得られた。1.1.1 項で述べたように、宇宙のバリオン非対称度を説明する CP 混合角の大きさは、 $\alpha = 0.1$ 程度である。今後この値まで決定精度を向上させるために、解析方法を見直すことが望まれる。

今後の課題

CP 混合角の決定精度を向上させるために、改良の余地がある箇所について述べる。以下で箇条書きで示した。

- $\pi^\pm\nu$, $e^\pm\nu\nu$, $\mu^\pm\nu\nu$ 以外の崩壊モードも含めて、CP に感度のある物理量の分布を計算する。ある程度大きな分岐比をもつ以下の 2 つのモードが対象である。
 - $\rho^\pm\nu$ ($\pi^\pm\pi^0\nu$) モード。崩壊分岐比が 25.5% ともっとも大きい崩壊モードである。 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ という反応を含むので、 ρ^\pm の軌跡を正確に決定することができない。そのため本論で述

べたものとは異なる方法で CP 混合角に感度のある物理量を定義する必要がある．詳細は [22] を参考のこと．

– $a_1^{\pm}\nu (\pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp}\nu)$ モード．3つの荷電粒子に崩壊する．そのためタウレプトンの崩壊点を再構成し， a_1 メソンの軌跡を決定することができる．よって本論で述べた mixing correlator を用いることができる．

- 事象選別の最適化．カットの条件には最適化の余地がある．
- タウレプトン質量再構成の改良．4.3.3 節の Collinear 近似ではパレル方向の運動量保存を仮定してニュートリノの運動量を再構成した．ILC 実験ではより多くの拘束条件があるため，それらを追加し再構成の精度を高めることができるはずである．
- mixing correlator の不定性にしがって重率をかける．mixing correlator の計算には衝突パラメータを用いており，衝突パラメータはトラックフィットの誤差を伴う．この誤差に応じて重率をかけてヒストグラムにつめることで，予想される感度を向上させられると考えられる．

付録 A 電子陽電子衝突におけるヒッグス粒子の生成・崩壊過程

電子陽電子衝突による標準理論のヒッグス粒子の生成・崩壊過程をのべる。はじめに生成過程について説明する。主要なものには、図 A.1 のダイアグラムで示した ZH associated production と Vector boson fusion がある。それぞれの生成断面積は図 A.2 で示されている。 ZH associated production は s チャンネル過程であるため、はじめは位相空間の効果により断面積が増加し、 $\sqrt{s} = 250$ GeV あたりに最大になり、それより高いエネルギーでは中間状態の Z ボソンの off-shell の効果が大きくなるので、断面積は減少する。Vector boson fusion の t チャンネル過程で、断面積は単調に増加する。またビームの偏極については、これらの生成過程を増進させるように、電子を左巻き、陽電子を右巻きにとることが一般的である。ちなみに偏極率 P ($-1 \leq P \leq +1$) の定義は、ビームに含まれる右巻きと左巻きの粒子が

$$\text{Right} : \text{Left} = (1 + P) : (1 - P) \quad (\text{A.1})$$

のような比で構成されていることである。

つぎにヒッグス粒子の崩壊過程について簡単にのべる。崩壊は生成過程にはよらない。質量にたいするヒッグス粒子の全崩壊幅と崩壊分岐比は図 A.3, 図 A.4 のようになる。全崩壊幅はヒッグス粒子の質量によって大きく変化し、質量 125 GeV では $\Gamma_h \simeq 4.1$ MeV である。これは W, Z ボソンの崩壊幅と比べるととても小さく、直接測定によってその値を求めることはできない。また質量 125 GeV で崩壊分岐比が大きいものから並べると、 b クォーク, W ボソン, Z ボソン, グルーオン, タウレプトン, c クォーク, 2 光子, $Z\gamma$, ミューオンとなる。 W, Z ボソンは質量をふたつ足すとヒッグス粒子の質量を超えるため、一方が on-shell, もう一方が off-shell 状態にある。2 光子と $Z\gamma$ へは、光子とヒッグス粒子の tree-level の結合がないので、 W ボソンまたはトップクォークによるループを介してのみ崩壊する。よって崩壊分岐比が比較的小さい。タウレプトンへの崩壊分岐比は 6.3% である。

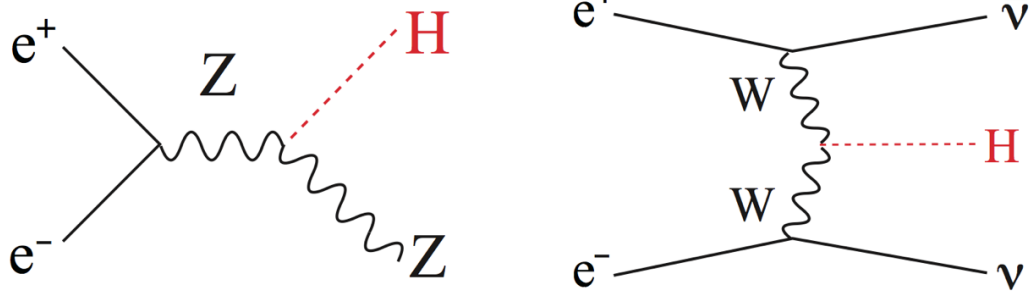


図 A.1: ヒッグス粒子の生成過程のダイアグラム [17] (左) ZH associated production (右) Vector boson fusion .

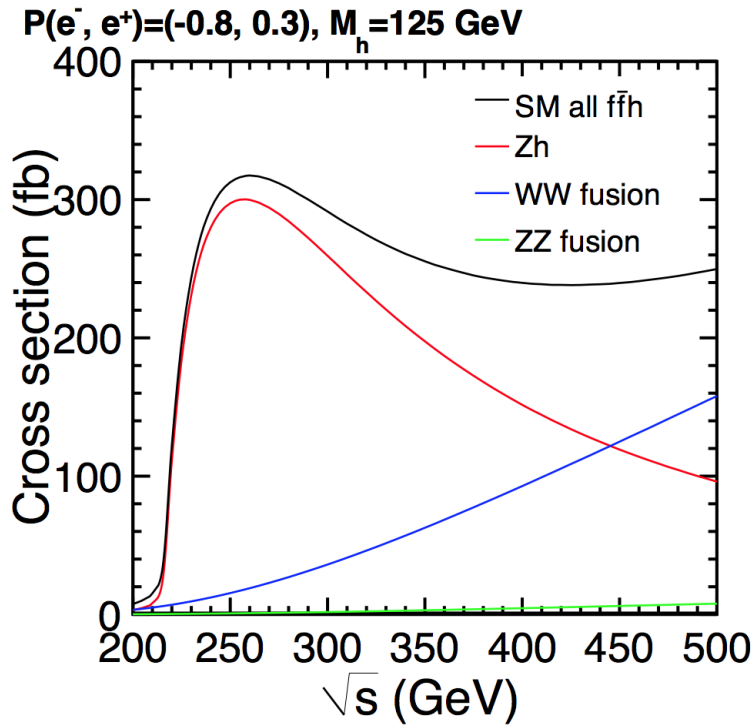


図 A.2: ヒッグス粒子の生成断面積 [17] . 赤線が ZH associated production , 青線が W 粒子による Vector boson fusion による断面積をあらわす . ビームの偏極は電子が -0.8 (左巻き) , 陽電子が $+0.3$ (右巻き) である .

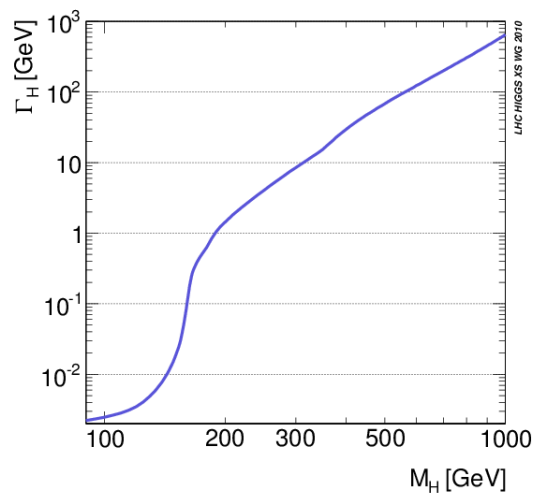


図 A.3: ヒッグス粒子の全崩壊幅 [15] .

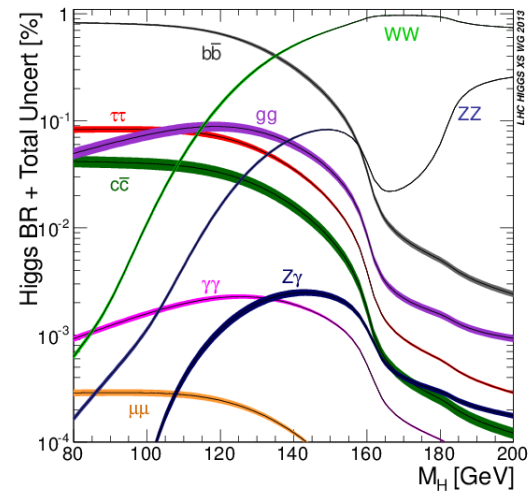


図 A.4: ヒッグス粒子の崩壊分岐比 [15] . バンドは理論計算の不確かさを表す .

付録B モンテカルロイベント生成プログラムの 詳細

4.1 節で説明した信号事象のモンテカルロイベント生成について、作成したプログラムについて説明する。本文でも述べたとおり、背景事象の生成には Whizard というパッケージ化されたソフトウェアを使用しているが、信号事象の生成については GRACE, Pythia, Tauola を組み合わせてプログラムを作成した。なぜ信号事象が Whizard を用いて生成できないかということ、親粒子がヒッグス粒子である場合のタウレプトンの崩壊が正しく実装されていないからである。

作成したプログラムは、GRACE のコードのなかに Pythia, Tauola の関数を組み込んでいる。ただし、そのコードのなかの GRACE の役割は、4 元運動量を出力しているだけであるから、ほかのジェネレーターを使う場合でも Pythia, Tauola の組み込み方は参考になるとと思われる。以下に 4 元運動量を出力する GRACE コードである mainsp.f を記載した。

コード B.1: GRACE の Fortran コード mainsp.f

```
1  *      File mainsp.f : Thu Jul 25 16:22:47 2013
2  *
3  *      Generated by GRACE (Fortran source code generator)
4  *      Ver.2.2.0(107) 2006/01/16
5  *
6  *      (c)Copyright 1990-2006 Minami-Tateya Group (Japan)
7  *      F.Yuasa et al, Prog.Theor.Phys.Suppl.138(2000)18
8  *-----
9  *
10 *****
11 * main program for SPRING 5.1
12   implicit real*8(a-h,o-z)
13
14   include 'inclk.h'
15   common / knmflg / knmgvs, knmhst, knmsph, knmisr
16   external func
17   parameter (nextn =6)
18   common /sp4vec/ vec(4,nextn)
19 **      Beam effect
20   COMMON /ISRPHOTON/ vecisr(4,2)
21
22 * HEPEVT
23   PARAMETER (NMXHEP=4000)
24   COMMON/HEPEVT/NEVHEP, NHEP, ISTHEP(NMXHEP), IDHEP(NMXHEP),
```

```

25 & JMOHEP(2,NMXHEP),JDAHEP(2,NMXHEP),PHEP(5,NMXHEP),VHEP(4,NMXHEP)
26 DOUBLE PRECISION PHEP, VHEP
27 ** Pythia common block
28 COMMON/PYJETS/N,NPAD,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
29 COMMON/PYDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
30 COMMON/PYDAT2/KCHG(500,4),PMAS(500,4),PARF(2000),VCKM(4,4)
31 COMMON/PYDAT3/MDCY(500,3),MDME(8000,2),BRAT(8000),KFDP(8000,5)
32 COMMON/PYSUBS/MSEL,MSELPD,MSUB(500),KFIN(2,-40:40),CKIN(200)
33 COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
34 COMMON/PYINT1/MINT(400),VINT(400)
35 COMMON/PYINT2/ISSET(500),KFPR(500,2),COEF(500,20),ICOL(40,4,2)
36 c SAVE /PYJETS/,/PYDAT1/,/PYDAT2/,/PYDAT3/,/PYSUBS/,/PYPARS/,
37 c &/PYINT1/,/PYINT2/
38 * TAUOLA
39 common /pseudocoup/ csc,ssc
40 COMMON / JAKI / JAK1,JAK2,JAKP,JAKM,KTOM
41 real*4 pdi,betah,csc,ssc
42 **
43 common/ninfo/ nodeid, numnod, ipflag
44 nodeid = 0
45 numnod = 1
46 *-----
47 if( nodeid .eq. 0 ) then
48
49 write(*,'(20x,a/)' ) 'grace 2.2(0)'
50 write(*,'(10x,a/)' )
51 .'(c)Copyright 1990-2006 Minami-Tateya Group (Japan)'
52 write(*,'(5x,a/)' ) 'Initial particles:'
53 write(*,'(25x,a/)' ) 'electron'
54 write(*,'(25x,a/)' ) 'positron'
55 write(*,'(5x,a/)' ) 'Final particles:'
56 write(*,'(25x,a/)' ) 'muon'
57 write(*,'(25x,a/)' ) 'anti-muon'
58 write(*,'(25x,a/)' ) 'tau'
59 write(*,'(25x,a/)' ) 'anti-tau'
60 write(*,'(1x/)' )
61 endif
62 *-----
63 * initialization Kinematics Flags
64 * knmgvs : (=1)sqrt(S) is given in kinit.f
65 * knmhst : (=1)Fill histogram for BASES
66 * knmsph : reserved for soft photon check
67 * knmisr : reserved for initial state radiation
68 knmgvs = 1
69 knmhst = 0
70 knmsph = 0
71 knmisr = 0
72 *****
73 * initialization of BASES/SPRING 5.1
74 *****
75 *-----
76 * initialization of bases by calling bsinit
77 *-----
78 * -----
79 call bsinit
80 * -----
81 *-----

```

```

82 *           read the probability information from the file
83 *=====
84     lun = 23
85     open(lun,file='bases.data',status='old',form='unformatted')
86 *           -----
87     call bsread( lun )
88 *           -----
89     close( lun )
90
91 *=====
92 *           initialization of parameters
93 *           for kinematics and matrix elements
94 *           initialization of histograms
95 *=====
96     lu      = 12
97
98     open(lu,file='spring.result',status='unknown',form='formatted')
99
100 *           -----
101     call userin( lu )
102 *           -----
103
104 *----- Init of PYTHIA -----
105     call pycommon
106
107     idz = 23; idtau = 15; idphoton = 22
108     idhiggs = 36      ! higgs (pseudoscalar)
109     idfrm = 13      ! fermion decayed from Z
110     istlive = 1; istdecay = 11
111
112     call pyinit('NONE', ' ', ' ', 0.d0)
113
114 *----- Init of TAUOLA -----
115     call tauola(-1,1)
116
117     psi= -0.1 *acos(-1.0) ! 0.15*PI
118     betah=sqrt(1.d0-4*amlp(3)*2/amh**2)
119     csc=cos(psi)*betah
120     ssc=sin(psi)
121     print *, "psi,betah,csc,ssc", psi,betah,csc,ssc
122 c     jak1=3; jak2=3      ! tau -> pi nu
123
124 *----- Init of STDHEP -----
125     mxevnt = 2000
126
127 c     call stdxwinit(filename,title,ntries,istream,lok)
128     call stdxwinit("result.stdhep","Events Record",
129 & mxevnt, istream,lok)
130     call stdxwrt(100, istream, lok)
131
132 *=====
133 *           event generation
134 *=====
135
136     mxtry = 50
137
138 c     mxevnt = 100

```



```

139
140 *      write(6,*)' number of events ? '
141
142 *      read(5,*) mxevnt
143
144      do 100 nevnt = 1, mxevnt
145
146          call spring( func, mxtry )
147
148 *-----
149 *      compute the four vectors of generated event
150 *      from the kinematical variables
151 *-----
152
153 c      do 90 kkk = 1 , nextn
154 c          write(6,*) (vec(j,kkk),j=1,4)
155 c          print *, ""
156 c      90      continue
157
158 *----- Fragmentation -----
159
160 *      PYJETS common block
161 *      N      : num of lines
162 *      K(,1) : status code
163 *      K(,2) : Particle code
164 *      K(,3) : line num of parent
165 *      P(,i) : i=1~5 px,py,pz,E,m
166
167      N=0;K=0;P=0.0;V=0.0
168      NEVHEP=0;NHEP=0;ISTHEP=0;IDHEP=0
169      JMOHEP=0;JDAHEP=0;PHEP=0.0;VHEP=0.0
170
171 *----- PYTHIA -----
172      N =6
173 *      Higgs, tau, anti-tau
174      K(1,1) =istdecay; K(2,1)=istlive; K(3,1)=istlive
175      K(1,2)= idhiggs; K(2,2)= idtau; K(3,2)= -idtau
176      K(1,4)=2; K(1,5)=3
177      K(2,3)=1; K(3,3)=1
178
179      do j = 1,4
180          P(1,j) = vec(j,5) + vec(j,6)
181          P(2,j) = vec(j,5)
182          P(3,j) = vec(j,6)
183      end do
184      P(1,5) = amh
185      P(2,5) = amlp(3)
186      P(3,5) = amlp(3)
187
188 *      Z, f, f-bar
189      K(4,1) =istdecay; K(5,1)=istlive; K(6,1)=istlive
190      K(4,2)= idz; K(5,2)= idfrm; K(6,2)= -idfrm
191      K(4,4)=5; K(4,5)=6
192      K(5,3)=4; K(6,3)=4
193
194      do j = 1,4
195          P(4,j) = vec(j,3) + vec(j,4)

```

```

196         P(5,j) = vec(j,3)
197         P(6,j) = vec(j,4)
198     end do
199         P(4,5) = amz
200         P(5,5) = amlp(2)
201         P(6,5) = amlp(2)
202
203 *      Fragmentate other than tau lepton
204     call py4frm(1.0, 1.0, 0., 0, 1, 0, 1)
205
206
207 *----- Pick Up tau and Fill in HEPEVT -----
208
209 *      HEPEVT
210     nhep=3
211     idhep(1)=idhiggs; idhep(2)=idtau; idhep(3)=-idtau;
212     isthep(1)=2; isthep(2)=1; isthep(3)=1;
213     jmohep(1,2)=1; jmohep(1,3)=1;
214     jdahep(1,1)=2; jdahep(2,1)=3;
215
216 *      Tau position
217     iptau1 = 0; iptau2 = 0;
218
219 *      Search in PYJETS
220     do j = 1,N
221         if ( abs(k(j,2))==idtau .or. k(j,1)==1 ) then ! lived tau
222             ip = j
223             do while ( k(ip,3) .ne. 0 ) ! Mother exists
224                 ip = k(ip,3)
225             end do
226             if ( k(ip,2)==idhiggs .and. k(j,2)== idtau ) then ! tau- from higgs
227                 iptau1 = j
228                 do jj = 1,5
229                     phep(jj, 2) = p(j,jj)
230                     phep(jj,1) = phep(jj,1) + p(j,jj)
231                 end do
232             end if
233             if ( k(ip,2)==idhiggs .and. k(j,2)== -idtau ) then ! tau+ from higgs
234                 iptau2 = j
235                 do jj = 1,5
236                     phep(jj, 3) = p(j,jj)
237                     phep(jj,1) = phep(jj,1) + p(j,jj)
238                 end do
239             end if
240         end if
241     end do
242
243
244 *      Kill tau in PYJETS
245     k(iptau1,1) = istdecay; k(iptau2,1) = istdecay;
246
247
248 *----- TAUOLA and Flight-----
249
250     call tauola(0,1)
251
252 *      Flight

```

```

253     taulife = 2.906e-13 ! sec
254     do i=2,3
255         pr = pyr(0)
256         ran = -1.0e3*taulife*log(pr) ! [msec] exponetial distribution
257         ! 299792458 m/sec is speed of light
258         do ii = 1, nhep
259             if (jmohep(1,ii)==i .or.
260 & jmohep(1,jmohep(1,ii))==i ) then
261                 vhep(1,ii) = phep(1,i)/phep(5,i)*ran*299792458.0
262                 vhep(2,ii) = phep(2,i)/phep(5,i)*ran*299792458.0
263                 vhep(3,ii) = phep(3,i)/phep(5,i)*ran*299792458.0
264                 vhep(4,ii) = phep(4,i)/phep(5,i)*ran*299792458.0
265             end if
266         end do
267     end do
268
269
270 c----- Merge decay particles into PYJETS -----
271
272     npre = n
273     n = n + nhep-3
274 *     tau
275     k(iptau1, 4) = jdahep(1,2) -3 +npre
276     k(iptau1, 5) = jdahep(2,2) -3 +npre
277     k(iptau2, 4) = jdahep(1,3) -3 +npre
278     k(iptau2, 5) = jdahep(2,3) -3 +npre
279 *     decay daughters
280     do ii= 1, nhep -3          ! except higgs, tau-, tau+
281         k(npre + ii, :) = 0
282         select case(isthep(ii+3))
283             case (1)
284                 k(npre + ii, 1) = istlive
285             case (2)
286                 k(npre + ii, 1) = istdecay
287         end select
288         k(npre + ii, 2) = idhep(ii+3)
289 *     Mother
290         if (jmohep(1,ii+3) == 2) then
291             k(npre + ii, 3) = iptau1
292         else if (jmohep(1,ii+3) == 3) then
293             k(npre + ii, 3) = iptau2
294         else if (jmohep(1,ii+3) .ne. 0) then
295             k(npre + ii, 3) = jmohep(1, ii+3) -3 +npre
296         end if
297 *     Daughter
298         if (jdahep(1,ii+3) .ne. 0) then ! first daughter
299             k(npre + ii, 4) = jdahep(1,ii+3) -3 +npre
300         end if
301         if (jdahep(2,ii+3) .ne. 0) then ! last daughter
302             k(npre + ii, 5) = jdahep(2,ii+3) -3 +npre
303         end if
304         do jj = 1,5
305             p(npre + ii, jj) = phep(jj, ii+3)
306             if (jj .ne. 5) then
307                 v(npre + ii, jj) = vhep(jj, ii+3)
308             end if
309         end do

```

```

310         end do
311
312
313 c----- Add two ISR photon to PYJETS -----
314     npre = n
315     n = n+2
316     do i = 1,2
317         k(npre + i, 1) = istlive
318         k(npre + i, 2) = idphoton
319         k(npre + i, 3) = 0
320         do j = 1,4
321             p(npre + i, j) = vecisr(j,i)
322         end do
323         p(npre + i, 5) = 0.
324     end do
325
326
327 c ----- Dump to STDHEP -----
328
329     NEVHEP=0; NHEP=0; ISTHEP=0; IDHEP=0
330     JMOHEP=0; JDAHEP=0; PHEP=0.0; VHEP=0.0
331 call pyhepc(1)
332     call heplst(2)
333
334     call stdxwrt(1,istream, lok)
335
336 100 continue
337
338
339
340
341 *----- End of STDHEP -----
342     call stdxend(istream)
343
344
345
346     call spinfo( lu )
347
348     call shplot( lu )
349
350     close( lu )
351
352     stop
353     end

```

付録C 統計

5.4項で述べた，仮説検定のための統計手法について解説する．検定統計量を log likelihood ratio とした．likelihood について詳しく述べる．仮説 H を仮定した時の， $i = 1, \dots, N$ のビンに対して期待される事象数を $\{\nu_i(H)\}_i$ とし，pseudo experiment でも実験でもよいが得られたデータセットを $\{n_i\}_i$ とする．それぞれのビンの事象数はポワソン統計にしたがってゆらく．ビン i で n_i 個の事象が観測される確率を計算する．そして $i = 1, \dots, N$ の確率をすべて掛けあわせて，仮説 H における likelihood を求める．

$$\mathcal{L}(\{n_i\}_i; H) = \prod_{i=1}^N \frac{\{\nu_i(H)\}^{n_i}}{n_i!} e^{-\nu_i(H)} \quad (\text{C.1})$$

$$\ln \mathcal{L}(\{n_i\}_i; H) = \sum_{i=1}^N (n_i \ln \nu_i(H) - \nu_i(H) - \ln(n_i!)) \quad (\text{C.2})$$

したがって検定統計量 $t = t(\{n_i\})$ は以下のようになる．

$$t(\{n_i\}_i) = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\{n_i\}_i; H_0)}{\mathcal{L}(\{n_i\}_i; H_1)} \right) \quad (\text{C.3})$$

$$= -2 \sum_i \left(n_i \ln \frac{\nu_i(H_0)}{\nu_i(H_1)} - (\nu_i(H_0) - \nu_i(H_1)) \right) \quad (\text{C.4})$$

参考文献

- [1] P. W. Higgs, “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons,” *Phys. Rev.* **145** (May, 1966) 1156–1163. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156>.
- [2] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, “Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC,” *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex].
- [3] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC,” *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex].
- [4] J. Shu and Y. Zhang, “Impact of a CP Violating Higgs: from LHC to Baryogenesis,” *Phys.Rev.Lett.* **111** (2013) 091801, [arXiv:1304.0773](https://arxiv.org/abs/1304.0773) [hep-ph].
- [5] WMAP Collaboration, E. Komatsu *et al.*, “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation,” *Astrophys.J.Suppl.* **192** (2011) 18, [arXiv:1001.4538](https://arxiv.org/abs/1001.4538) [astro-ph.CO].
- [6] A. Dolgov, “Baryogenesis, 30 Years After,” [arXiv:hep-ph/9707419](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707419) [hep-ph].
- [7] P. Huet and A. E. Nelson, “Electroweak Baryogenesis in Supersymmetric Models,” *Phys.Rev.* **D53** (1996) 4578–4597, [arXiv:hep-ph/9506477](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9506477) [hep-ph].
- [8] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher, *et al.*, “Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models,” *Phys.Rept.* **516** (2012) 1–102, [arXiv:1106.0034](https://arxiv.org/abs/1106.0034) [hep-ph].
- [9] E. Accomando, A. Akeroyd, E. Akhmetzyanova, J. Albert, A. Alves, *et al.*, “Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics,” [arXiv:hep-ph/0608079](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0608079) [hep-ph].
- [10] M. Schumacher, “Determination of the CP Quantum Numbers of the Higgs Boson and Test of CP Invariance in the Higgs-Strahlung Process at a Future e+ e- Linear Collider,”
- [11] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, “Evidence for the Spin-0 Nature of the Higgs Boson Using ATLAS Data,” *Phys.Lett.* **B726** (2013) 120–144, [arXiv:1307.1432](https://arxiv.org/abs/1307.1432) [hep-ex].

-
- [12] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, “Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to Z Boson Pairs,” *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 081803, [arXiv:1212.6639 \[hep-ex\]](#).
- [13] ATLAS Collaboration, “Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs Boson in the $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ Channel with the ATLAS Detector,”
- [14] S. Dawson, A. Gritsan, H. Logan, J. Qian, C. Tully, *et al.*, “Higgs Working Group Report of the Snowmass 2013 Community Planning Study,” [arXiv:1310.8361 \[hep-ex\]](#).
- [15] “LHC Higgs Cross Section Working Group.”
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
- [16] Particle Data Group, J. Beringer *et al.*, “Review of Particle Physics (Rpp),” *Phys.Rev.* **D86** (2012) 010001.
- [17] H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics,” [arXiv:1306.6352 \[hep-ph\]](#).
- [18] K. Desch, A. Imhof, Z. Was, and M. Worek, “Probing the CP Nature of the Higgs Boson at Linear Colliders with Tau Spin Correlations: the Case of Mixed Scalar - Pseudoscalar Couplings,” *Phys.Lett.* **B579** (2004) 157–164, [arXiv:hep-ph/0307331 \[hep-ph\]](#).
- [19] A. Stahl, “Tau-lepton Decay Parameters,”
- [20] S. Berge and W. Bernreuther, “Determining the CP Parity of Higgs Bosons at the LHC in the Tau to 1-Prong Decay Channels,” *Phys.Lett.* **B671** (2009) 470–476, [arXiv:0812.1910 \[hep-ph\]](#).
- [21] S. Berge, W. Bernreuther, and H. Spiesberger, “Higgs CP Properties Using the Tau Decay Modes at the ILC,” *Phys.Lett.* **B727** (2013) 488, [arXiv:1308.2674 \[hep-ph\]](#).
- [22] K. Desch, Z. Was, and M. Worek, “Measuring the Higgs Boson Parity at a Linear Collider Using the Tau Impact Parameter and $\tau \rightarrow \rho\nu$ Decay,” *Eur.Phys.J.* **C29** (2003) 491–496, [arXiv:hep-ph/0302046 \[hep-ph\]](#).
- [23] C. Adolphsen, M. Barone, B. Barish, K. Buesser, P. Burrows, *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3: Accelerator Baseline Design,” [arXiv:1306.6328 \[physics.acc-ph\]](#).

-
- [24] T. Behnke, J. E. Brau, P. N. Burrows, J. Fuster, M. Peskin, *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors,” [arXiv:1306.6329](#) [[physics.ins-det](#)].
- [25] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, “Whizard: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC,” *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1742, [arXiv:0708.4233](#) [[hep-ph](#)].
- [26] GRACE. <http://minami-home.kek.jp>.
- [27] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “Pythia 6.4 Physics and Manual,” *JHEP* **0605** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](#) [[hep-ph](#)].
- [28] A. Boehrer, “Inclusive Particle Production in Hadronic Decays of the Z Boson at LEP-1,” *Phys.Rept.* **291** (1997) 107–217.
- [29] S. Jadach, J. H. Kuhn, and Z. Was, “Tauola: a Library of Monte Carlo Programs to Simulate Decays of Polarized Tau leptons,” *Comput.Phys.Commun.* **64** (1990) 275–299.
- [30] P. Golonka, B. Kersevan, T. Pierzchala, E. Richter-Was, Z. Was, *et al.*, “The Tauola Photos F Environment for the Tauola and Photos Packages: Release. 2.,” *Comput.Phys.Commun.* **174** (2006) 818–835, [arXiv:hep-ph/0312240](#) [[hep-ph](#)].
- [31] N. Davidson, G. Nanava, T. Przedzinski, E. Richter-Was, and Z. Was, “Universal Interface of Tauola Technical and Physics Documentation,” *Comput.Phys.Commun.* **183** (2012) 821–843, [arXiv:1002.0543](#) [[hep-ph](#)].
- [32] Mokka. <http://polzope.in2p3.fr:8081/MOKKA>.
- [33] Marlin. http://ilcsoft.desy.de/portal/software_packages/marlin/index_eng.html.
- [34] KalTest. <http://www-jlc.kek.jp/subg/offl/kaltest/>.
- [35] T. Kramer, “Track Parameters in LCIO.”
- [36] M. Thomson, “Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm,” *Nucl.Instrum.Meth.* **A611** (2009) 25–40, [arXiv:0907.3577](#) [[physics.ins-det](#)].
- [37] I. Knowles and G. Lafferty, “Hadronization in Z^0 decay,” *J.Phys.* **G23** (1997) 731–789, [arXiv:hep-ph/9705217](#) [[hep-ph](#)].
- [38] S. Kawada, K. Fujii, T. Suehara, T. Takahashi, and T. Tanabe, “Evaluation of Measurement Accuracy of $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ Branching Ratio at the ILC with $\sqrt{s} = 250$ GeV and 500 GeV,” [arXiv:1308.5489](#) [[hep-ex](#)].

-
- [39] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, and A. Safonov, “A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to Di-Tau,” *Nucl.Instrum.Meth.* **A654** (2011) 481–489, [arXiv:1012.4686 \[hep-ex\]](#).
- [40] “International Linear Collider Database.” <http://www-flc.desy.de/simulation/database/>.
- [41] A. L. Read, “Modified Frequentist Analysis of Search Results (The CL_s Method),”.

謝辞

まず本研究についての基本的なアイデアを与えて頂いた，山下了先生に深く感謝いたします．大変お忙しい中，議論に付き合ってもらったり，ミーティングの場において解析に対する助言を頂きました．またそのような時間を通じて，研究者としての姿勢を学ぶことができました．本当にありがとうございました．

山下研究室の田辺友彦さんにはシミュレーションソフトの使い方に始まり，解析の細かなチェックや学会での発表練習に至るまで多くの時間を割いて面倒を見ていただきました．研究の方法についてまったく知らない状態から，様々なことを教えて頂いた結果，研究を進めることができ本論文を上梓するに至りました．また同じく山下研究室の倉田正和さんには，解析の方法などについて議論をしていただきました．本研究の一部には，九州大学の末原大幹さん，広島大学の川田真一さんの研究結果を参考に致しました．そのため研究をスムーズに進めることができました．KEKの栗原良将，南建屋グループの皆さんには，物理の基礎やイベントジェネレーターについて多くの助言をいただきました．そして山下研究室の皆さんには，ミーティングなどを通じて日頃からお世話になりました．以上の皆様にお礼を申し上げます．

また，同期の皆さんとは夕食を共にしたり，お互いの研究について話しをすることで，楽しい時間を過ごすことが出来ました．ICEPP秘書の方々には，大学院生活における事務手続きをしていただき，快適な生活を送ることができました．非常に感謝しております．

最後に、生まれてから今まで私を見守ってくれた両親に対して深い感謝の意を伝え、この論文を閉じたいと思います．