

ILC実験におけるジェットエネルギー分解能評価及び
kinematic fit 手法の研究
Study of a kinematic fit method
and evaluation of jet energy resolution at ILC experiment

東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻
山下研究室 修士課程2年

加藤 悠

平成30年1月

概要

ILC 実験のために提案されている測定器のひとつが、ILD 測定器である。ILD 測定器には、高性能反応点検出器、高分解能荷電粒子飛跡検出器、高細密度カロリメータといった最先端の検出器群が搭載される。精密測定のためには、実験で生じるすべての事象を基本粒子レベルで正確に再構成すること、とりわけジェット事象の再構成が高い精度で要求され、ジェットのエネルギーや方向の分解能向上が重要な課題となってくるわけだが、それを解決するために前述の検出器群を組み合わせさせた Particle Flow Algorithm を用いて最適化する。

本研究の最大の特徴は、kinematic fit に ILD 測定器のジェット分解能を組み込み、フィッティングの精度を向上させることである。ILD 測定器のエンドキャップ部分はバレル部分に比べて不感領域が多く、そもそも異なる検出器が配置されることによる分解能の差も顕著である。こうしたジェットの方向による分解能の差異をより忠実に kinematic fit に適用することで、フィッティングの精度向上が見込める。したがって本研究では、ジェット分解能、特に差異が大きいエネルギー分解能の評価を行い、その情報を kinematic fit に組み込むことを目指した。Higgs \rightarrow invisible 過程に kinematic fit を施すことで、反跳質量分解能を 20% 改善することができた。

さらに、Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析に対して kinematic fit を用い、その効果を確認した。ZH 随伴生成過程における終状態 2 ジェット事象をシグナルとして、事象選別を行う際に kinematic fit を施し、有意度および最終的な Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の標準理論下 95% 信頼水準制限の向上を目指した。最終的な結果は以下のようになった。

UL of BR [%] (95% CL)	$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$	$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$
w/o kinematic fit	0.89 ± 0.44	0.63 ± 0.32
w/ kinematic fit	0.84 ± 0.42	0.59 ± 0.29

これは既存の解析で最高感度の結果である。

本研究は、ILC 実験の過半を占めるジェット事象を伴う重要物理現象の分析の全てを根本から改善できる可能性を示した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	導入	3
2.1	標準理論	3
2.1.1	素粒子	3
2.1.2	相互作用とゲージ原理	4
2.1.3	ヒッグス機構	4
2.2	標準理論を超える新物理	6
2.3	国際リニアコライダー (ILC) 実験	7
2.3.1	概要	7
2.3.2	スピン偏極	7
2.3.3	ルミノシティ	8
2.3.4	加速器	8
2.3.5	ILD 測定器	13
第 3 章	本研究の目的	18
3.1	ジェットエネルギー分解能評価	18
3.2	kinematic fit	18
3.3	Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析	19
第 4 章	シミュレーション	20
4.1	ソフトウェア	20
4.2	シミュレーションの流れ	20
第 5 章	ジェットエネルギー分解能評価	22
5.1	概要	22
5.2	評価手法	22
5.2.1	ILD モデル	22
5.2.2	モンテカルロサンプル	26
5.2.3	RMS90	26
5.2.4	エネルギー分解能	26
5.2.5	角度分解能	27
5.3	結果	27
5.3.1	エネルギー分解能	28
5.3.2	極角分解能	30
5.3.3	方位角分解能	31

第 6 章	kinematic fit	33
6.1	原理	33
6.2	MarlinKinfit	34
6.2.1	構成の基本概念	35
6.2.2	OPALFitter	35
6.3	ZH processor の開発	36
6.4	Higgs \rightarrow invisible サンプルを用いた性能評価	38
6.4.1	サンプルと測定器モデル	38
6.4.2	評価のための指標	38
6.4.3	結果	39
第 7 章	Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析	44
7.1	意義	44
7.2	信号事象の特徴と主要な背景事象	45
7.3	シミュレーション条件	46
7.4	解析の流れ	46
7.5	背景事象排除の詳細	48
7.5.1	孤立レプトン数	48
7.5.2	再構成粒子数	48
7.5.3	横運動量	49
7.5.4	不変質量	50
7.5.5	極角	51
7.5.6	反跳質量	51
7.5.7	多変量解析	52
7.6	事象選別の結果	54
7.6.1	左巻き偏極	55
7.6.2	右巻き偏極	56
7.7	Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比上限の推定	57
7.7.1	テンプレート法	57
7.7.2	結果	57
第 8 章	結論と今後の課題	58
8.1	結論	58
8.2	今後の課題	58
付 録 A	Appendix	60
A.1	Particle Flow Algorithm	60
A.2	Durham Jet Clustering Algorithm	61

目 次

2.1	標準理論を構成する素粒子	3
2.2	対称性の破れたヒッグスポテンシャル ([1] より引用)	5
2.3	ILC 概観 [2]	8
2.4	ILC 電子源 [4]	9
2.5	ILC 陽電子源の配置 [4]	10
2.6	ILC 陽電子源詳細 [4]	10
2.7	ILC ダンピングリング [4]	11
2.8	ILC 主線形加速器 [4]	12
2.9	ILC 超伝導加速空洞 [2]	12
2.10	ILD および SiD 概観の比較 [6]	13
2.11	プッシュプル方式 [4]	13
2.12	ILD 測定器の構成 [6]	14
2.13	ILD 崩壊点検出器 [6]	15
2.14	ILD シリコン飛跡検出器系 [6]	15
2.15	ILD Time Projection Chamber [6]	16
2.16	ILD 電磁カロリメータ [6][7]	16
2.17	ILD ミューオン検出器 [6]	17
2.18	ILD 前方検出器系 [6]	17
3.1	Higgs \rightarrow invisible 過程のファインマン・ダイアグラム	19
4.1	iLCSoft の構成概要 ([12] より引用)	20
5.1	ILD モデル構成の比較 [8]	23
5.2	ILD モデル断面の比較 青:ILD_15_v02 赤:ILD_s5_v02 [8]	23
5.3	ILD_15_v02 の測定器ジオメトリ (単位:mm) [8]	24
5.4	ILD_s5_v02 の測定器ジオメトリ (単位:mm) [8]	25
5.5	ジェットエネルギー分解能エネルギー依存性 ILD_15_v02	28
5.6	ジェットエネルギー分解能エネルギー依存性 ILD_s5_v02	28
5.7	ILD_15_v02 モデルのジェットエネルギー分解能エネルギー・極角依存性	29
5.8	ILD_s5_v02 モデルのジェットエネルギー分解能エネルギー・極角依存性	29
5.9	ジェット極角分解能のエネルギー依存性の比較	30
5.10	ILD_15_v02 モデルのジェット極角分解能エネルギー・極角依存性	30
5.11	ILD_s5_v02 モデルのジェット極角分解能エネルギー・極角依存性	31
5.12	ジェット方位角分解能のエネルギー依存性の比較	31
5.13	ILD_15_v02 モデルのジェット方位角分解能エネルギー・極角依存性	32

5.14	ILD_s5_v02 モデルのジェット方位角分解エネルギー・極角依存性	32
6.1	kinematic fit の概念図	34
6.2	OPALFitter のアルゴリズム	36
6.3	OPALFitter のエラー出力値	39
6.4	反復試行数の分布	40
6.5	χ^2 分布	40
6.6	fit probability	41
6.7	Z ボソン質量分布のフィット前後の比較	42
6.8	反跳質量分布のフィット前後の比較	42
6.9	反跳質量のモンテカルロに対する相対誤差分布のフィット前後の比較	43
7.1	Higgs \rightarrow invisible 過程による新物理探索の可能性	44
7.2	信号事象のファインマン・ダイアグラム	45
7.3	主要な背景事象のファインマン・ダイアグラム	45
7.4	孤立レプトン数の分布	48
7.5	PFO 総数の分布	49
7.6	荷電 PFO 総数の分布	49
7.7	2 ジェット合成横運動量の分布	50
7.8	2 ジェット不変質量の分布	51
7.9	2 ジェット合成ベクトルの極角の分布	51
7.10	kinematic fit を適用していない反跳質量の分布	52
7.11	kinematic fit を適用した反跳質量の分布	52
7.12	kinematic fit を適用していない BDT 変数の分布	53
7.13	kinematic fit を適用した BDT 変数の分布	53
7.14	最終的な反跳質量の分布 (P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)	55
7.15	最終的な反跳質量の分布 (P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)	56
A.1	従来のエネルギー測定 (左) と PFA(右) の比較	60

表 目 次

3.1	Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の 95%信頼水準上限 [10]	19
7.1	生成したモンテカルロサンプル	46
7.2	事象選別の結果 (共通部分、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$)	54
7.3	事象選別の結果 (共通部分、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$)	54
7.4	事象選別の結果 (kinematic fit 非適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$)	55
7.5	事象選別の結果 (kinematic fit 適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$)	55
7.6	事象選別の結果 (kinematic fit 非適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$)	56
7.7	事象選別の結果 (kinematic fit 適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$)	56
7.8	Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比上限推定の結果	57

第1章 序論

素粒子物理学とは、物質の最小単位である素粒子を追求し、それらを支配する物理法則の解明を目指す学問である。その歴史は、実験によって得られた事実から理論が構築され、さらに新たに提唱された仮説を証明すべく実験が考案され、新たな事実が蓄積されていく、といったように、理論と実験が相補的に作用しあうことで発展してきた。素粒子の世界を探るためには、原子や核子といった複合粒子からその構成要素である素粒子の性質を抽出する必要があり、一般的には複合粒子に高エネルギーを与えることで素粒子の観測が可能となる。

高エネルギーを利用する手段として、近年の素粒子実験は加速器実験と非加速器実験に大別される。前者は、粒子を電場によって加速させ粒子同士を衝突させることで高エネルギーの素粒子反応を人工的につくりだす実験であり、一方後者は宇宙空間などに存在する自然の高エネルギー粒子を観測するという実験手法である。近年の技術革新に伴い宇宙観測技術や加速器実験技術が発達するとともに、素粒子物理も飛躍的な発展を遂げてきた。

現代までの実験事実の蓄積により、我々は素粒子物理学において、標準理論を確立するに至った。標準理論とは、クォークやレプトンといった物質を構成するフェルミオンと、光子やグルーオンといった素粒子間の相互作用を媒介するボソン、そしてすべての素粒子に質量を与える仕組みの鍵となるヒッグス粒子を素粒子とした理論体系である。標準理論に登場する素粒子の多くは、加速器実験によって発見されてきた。近年に至るまで発見されずにいたヒッグス粒子も、2012年7月に欧州合同原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider, LHC) による実験で発見され、標準理論の正しさがようやく証明された。

しかしながら、標準理論には未だ不完全な点が多く、例えば宇宙全体に存在するエネルギーのうち、標準理論で説明可能なのはおよそ5%にすぎず、宇宙観測から存在が明らかになった暗黒物質や暗黒エネルギーの説明には至っていない。また、ヒッグス粒子についても断面積や結合定数の精密な情報は得られておらず、ヒッグス質量の階層性問題といった謎も残されたままである。だからといって、悲観的になる必要は全くない。むしろ、ヒッグス粒子を精密に調べることによって標準理論を超えた新物理の姿が浮かび上がってくるのではないかと期待されている。つまり、ヒッグス粒子は新物理の扉を開く重要な鍵なのだ。

ヒッグスファクトリーとして目下進行中の計画が、国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) 実験である。ILCは直線状の電子・陽電子衝突型加速器であり、レプトン型においてエネルギー・フロンティア加速器となる。その特徴は、ハドロン型に対して背景事象の少ない非常に鮮明な環境で精密な測定ができることである。また、反跳質量測定手法による崩壊モデル非依存のヒッグス断面積精密測定やビーム偏極による特定事象の抑制および抽出が可能なところも、ILC独自の強みといえる。ヒッグス粒子の精密測定による標準理論の検証はもとより、LHCでは発見が困難と考えられる、強い相互作用をしない新粒子の探索も、ILC実験では大いに期待されている。

測定器の性能も重要な要素となる。ILC実験のために提案されている測定器のひとつが、International Large Detector(ILD)である。ILDには、高性能反応点検出器、高分解能荷電粒子飛跡検出器、高細密度カロリメータといった最先端の検出器群が搭載される。精密測定のためには、実験で生じるすべての事象を基本粒子レベルで正確に再構成すること、とりわけジェット事象の再構成が高い精度で要求され、ジェットのエネルギーや方向の分解能向上が重要な課題となってくる。この課題を解決するために、前述の検出器群を組み合わせた Particle Flow Algorithm(PFA)を用いて最適化する。

さらに解析性能を向上するため、本研究では kinematic fit に着目した。kinematic fit とは、ラグランジュ未定乗数法に基づき、測定された物理量がある運動学的制約の下で最適化するという手法である。この手法は、Large Electron-Positron Collider(LEP) 実験において $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 反応による W ボソン質量測定の際に効果的であったものであり、ジェット事象などの分解能の比較的低い情報に対して運動学的制約を課すことで、ジェット事象から再構成された不変質量の分解能を飛躍的に向上させることができる。

本研究の最大の特徴は、kinematic fit に ILD 測定器のジェット分解能を組み込み、フィッティングの精度を向上させることである。ILD 測定器のエンドキャップ部分はバレル部分に比べて不感領域が多く、そもそも異なる検出器が配置されることによる分解能の差も顕著である。こうしたジェットの方向による分解能の差異をより忠実に kinematic fit に適用することで、フィッティングの精度向上が見込める。したがって本研究では、ジェット分解能、特に差異が大きいエネルギー分解能の評価を行い、その情報を kinematic fit に組み込むことを目指す。

本文の構成は以下の通りである。

第2章では、本研究の導入として標準理論および ILC 実験の概要を述べる。第3章で本研究の目的を確認し、第4章でシミュレーション環境について説明する。第5章では、第一の目的であるジェットエネルギー分解能の評価について述べ、第6章では第二の目的である kinematic fit の研究内容を報告する。第7章において、Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の評価に際して kinematic fit を応用することによる解析性能の向上を示し、最後に第8章にて本研究のまとめを行う。

第2章 導入

2.1 標準理論

素粒子物理学における標準理論とは、物質の最小要素であるクォーク・レプトンと呼ばれる粒子群と、それらの間にはたらく相互作用を媒介するゲージボソンと呼ばれる粒子群、そして全ての素粒子の質量の起源であると考えられているヒッグス場に伴うヒッグス粒子によって構成される理論体系である。

素粒子のふるまいは場の量子論によって記述される。 $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ対称性から要請されるゲージ場をラグランジアンに導入することで相互作用を記述し、ヒッグス機構によってゲージボソンの質量生成の仕組みを説明している。

標準理論は、これまで数多の実験結果を見事に説明することに成功してきた。

2.1.1 素粒子

図 2.1 に標準理論に含まれる素粒子の一覧を示す。



図 2.1: 標準理論を構成する素粒子

クォーク及びレプトンはスピン 1/2 のフェルミ粒子であり、強い相互作用をするクォークと電弱相互作用しかしないレプトンに大別される。クォークとレプトンはさらに電荷と世代によってそれぞれ6種に分類され、クォークは電荷+2/3のアップ、チャーム、トップと、電荷-1/3のダウ、ストレンジ、ボトムに、レプトンは電荷-1の電子、ミューオン、タウと、電荷をもたないニュートリノに、それぞれ分類できる。世代を経るにつれて質量は大きくなっていき、第2、第3世代の粒子は弱い相互作用によって第1世代へと崩壊す

る。このため、宇宙はほぼ第1世代の素粒子のみで構成されている。世代間の違いは主に質量と安定性であるが、世代の存在理由や3世代を超える世代の存否は未だ謎である。各クォークはさらに色荷(カラー)と呼ばれる量子数によって3つの自由度をもつが、クォークは強い相互作用に伴う漸近的自由性と呼ばれる特性によって、カラーが無色となる組み合わせ、つまりメソンやバリオンのような束縛状態でしか存在できない。

なお、クォークとレプトンにはそれぞれに対応した反粒子が存在し、質量以外の量子数が反転したものである。また、カイラル対称性の観点からいえば、左巻きカイラリティ粒子と右巻きカイラリティ粒子は本質的に異なる粒子だが、ヒッグス場の凝縮に伴い混合している。

ゲージボソンはスピン1のボーズ粒子であり、ゲージ荷と呼ばれる保存量をもつ素粒子間で交換されることで相互作用が生じる。具体的には、電荷をもつ粒子は光子を交換することで電弱相互作用をし、色荷をもつ粒子はグルーオンを交換することで強い相互作用を、弱荷をもつ粒子はZボソンやW[±]ボソンを交換することで弱い相互作用をする。相互作用の強さはゲージボソンとの結合定数の大きさを表され、ゲージボソンの寿命と相互作用の到達距離も対応関係がある。

標準理論では、SU(2)_L × U(1)_Y ゲージ対称性の下ゲージボソンの質量項が禁止されており、ZおよびW[±]の大きな質量を説明できない。これを説明すべく、1964年にヒッグス機構が提唱された。ヒッグス機構のもとでは、ゲージ対称性の自発的な破れはヒッグス場を要請することで達成され、ゲージボソンの質量項が現れる。このヒッグス場に対応するスカラー粒子がヒッグス粒子であり、その存在の実験的な証明が渴望されていた。2012年7月にCERNのLarge Hadron Collider(LHC)にてヒッグス粒子が発見され、標準理論が完成した。

2.1.2 相互作用とゲージ原理

素粒子間の相互作用はゲージ原理によって説明される。

場の量子論では、基本粒子各々に量子場 ϕ を対応させ、その性質をラグランジアン $\mathcal{L}(\partial_\mu\phi, \phi)$ で記述する。ラグランジアンに対するオイラー方程式を解くことで、量子場の運動方程式を導くことができる。

量子場の局所ゲージ対称性、つまり局所位相変換の下でラグランジアンが不変であることを要請すると、ゲージ場というベクトル場が現れ、このゲージ場と量子場の積が相互作用を表し、ラグランジアンを規定する。局所ゲージ対称性がラグランジアンを決定すること、すなわち相互作用を記述するという考え方を、ゲージ原理と呼ぶ。

自然界の4種の相互作用のうち、電磁相互作用は量子電磁力学によって、強い相互作用は量子色力学によってそれぞれ記述され、さらに弱い相互作用はグラシヨウ・ワインバーグ・サラム理論(GWS理論)によって電磁相互作用と統一された。重力相互作用については他の相互作用に比べ極端に弱いため、原子以下のスケールでは観測できるような効果を及ぼさず、標準理論では記述されていない。

2.1.3 ヒッグス機構

標準理論の枠組みにおいて、質量の生成はヒッグス機構によって説明される。

GWS理論によると、電弱相互作用は $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 対称性によって導かれるが、ゲージボソンの質量項は禁止されており、Zおよび W^\pm の大きな質量を説明できない。ラグランジアンにゲージ対称性を保ちつつゲージボソンの質量を説明するために、「自発的対称性の破れ」という考え方を採用する。ゲージボソンとゲージ相互作用するスカラー場(複素2次元のヒッグス場: Φ)を導入し、ヒッグス場のポテンシャルを

$$V(\Phi) = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4 \quad (2.1)$$

とする。ポテンシャルが最小となる点を真空の安定点だと考える。ここで、ポテンシャルの負の発散を防ぐために $\lambda \geq 0$ が要求される。宇宙初期は $\mu \geq 0$ であったとされ、真空の安定点は $\Phi = 0$ であるが、宇宙が冷えると $\mu < 0$ となり、ポテンシャルの形状は図2.2のように変化する。

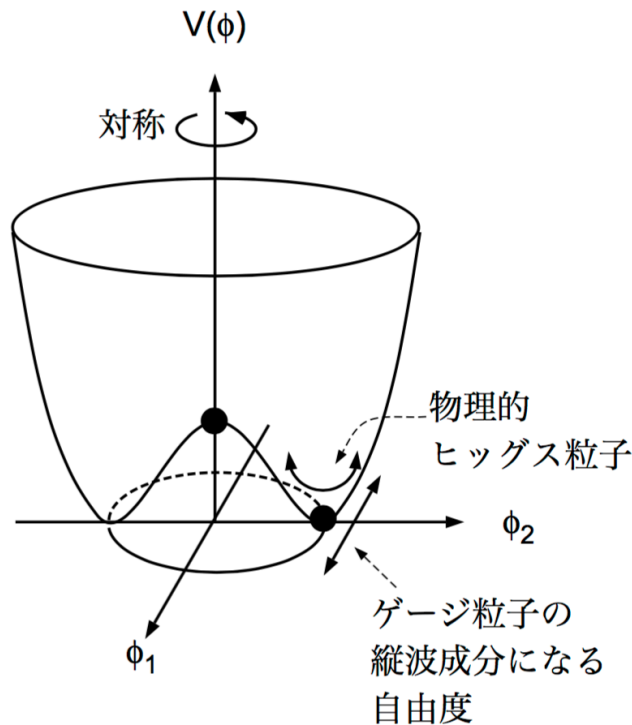


図 2.2: 対称性の破れたヒッグスポテンシャル ([1] より引用)

こうなると、真空の安定点は無数に存在することになり、ある一点を選んだ瞬間、ヒッグス場の位相回転対称性が破れることになる。このとき真空はヒッグス場の有限期待値

$$\langle \Phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad v \equiv \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (2.2)$$

を獲得し、これはつまり真空中にヒッグス場が凝縮していると解釈できる。

ヒッグス場は2次元の複素スカラー場として定義したので、自由度は4である。このうち3自由度が真空の安定点における位相回転のために消費され、残った自由度は質量をもつヒッグス粒子となる。

ヒッグス機構は、直観的には次のように解釈できる。真空中に凝縮したヒッグス場の海の中で、ゲージ粒子を加速しようとするヒッグス場にぶつかって抵抗を受ける。この抵抗はゲージ場が1個のヒッグスと衝突する頻度を表す結合定数 g と、真空中のヒッグスの密度 v に比例するはずである。従って、

$$M_{gauge} \sim g(\text{衝突頻度}) \times v(\text{ヒッグスの密度}) \quad (2.3)$$

となる。つまり、質量とはヒッグス場の中での加速されにくさを表す量であるといえる。

2.2 標準理論を超える新物理

標準理論のパラメータの多くは数々の実験で測定されてきた。パラメータ間に相関があるため、幾つかの測定値を基に別のパラメータの値を予言することも可能である。つまり、標準理論の観測量を精密に測定することによって、標準理論自身の自己無矛盾性を検証し、さらに標準理論を超える新物理の存在を間接的に示唆する情報の手がかりになる可能性があり、非常に重要である。

実際、標準理論が多くの測定値と無矛盾であることは事実であるが、実験と理論が合わない部分も散見され、標準理論には限界があると考えられている。例えばその限界のひとつは重力相互作用の問題である。標準理論に含まれる力が3つであることは前述のとおりであるが、それらの中に重力相互作用は含まれていない。また、我々の宇宙に暗黒物質が存在することもよく知られているが、標準理論はその候補となる粒子をもたないなどの問題がある。

標準理論の中で最後に発見されたヒッグス粒子には、未だ数多くの謎が残されており、それを解明することは新物理への鍵であると期待されている。一例として、ヒッグス場が素粒子場なのか複合粒子場なのか、という問題がある。素粒子場である場合の最も有力な可能性が超対称性のシナリオである。この場合、150 GeV 以下の比較的軽いヒッグス粒子と 1 TeV 程度以下の質量領域に超対称性粒子群の存在が期待される。一方、複合粒子場である場合には、一般に数 100 GeV 以上の重いヒッグス粒子の存在が期待される。しかし、これまでの所発見されたのは 125 GeV の軽いヒッグス粒子候補のみである。そこで、超対称性の場合ならば何故 LHC でこれまで超対称性称粒子が見つかっていないのか、複合粒子場の場合ならば何故見つかったヒッグス粒子が軽いのかを説明しなくてはならなくなった。

2.3 国際リニアコライダー (ILC) 実験

2.3.1 概要

国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) は、次世代の電子・陽電子衝突型線形加速器である。2018年現在、建設費用削減の観点から重心系エネルギー 250 GeV で稼働させるための計画が進行中であり、ゆくゆくはアップグレードを経て 350 GeV、500 GeV、そして 1 TeV の実験も計画されている。ILC で期待される成果は、ヒッグス粒子やトップクォークの精密測定に加え、LHC では不可能な色荷を持たない新粒子の探索や、標準理論を超える新物理の検証などである。

LHC との比較

加速器実験は大きく分けてハドロン型とレプトン型があり、現在稼働中の LHC は陽子同士を衝突させるハドロン型の円形加速器である。

ハドロン型は、高い衝突エネルギーに到達できる反面、複合粒子である陽子を衝突させることによる膨大な背景事象が生じてしまう。一方レプトン型である ILC では、構造をもたない素粒子同士を衝突させるため反応が簡潔であり、背景事象の比較的少ない測定環境が得られる。さらに始状態の 4 元運動量が既知であるために、反跳手法によるモデル非依存な解析を行えることや、特定の粒子の生成における閾値を走査できることも特徴である。

LHC をはじめ、近代に活躍した加速器の多くは円形であった。なぜなら、粒子を加速器内で周回させることにより獲得エネルギーの面も建設、運営費用の面も利得が多かったからである。では、ILC はなぜ線形なのか。それは、シンクロトロン放射によるエネルギー損失を防ぐためである。電子、陽電子は質量が小さく、ある程度高いエネルギーまで達すると磁場で曲げたときにシンクロトロン放射を起こしてエネルギーを失ってしまう。シンクロトロン放射の確率はエネルギーの 4 乗に比例するため、レプトン型の円形加速器には到達エネルギーに限界があり、LEP 実験では重心系エネルギー 209 GeV にとどまった。

2.3.2 スピン偏極

電子・陽電子両方のスピンを偏極させることができるのも、ILC の大きな特徴である。これによって、信号事象の効果的な抽出や背景事象の抑制が可能になる。

偏極の度合いの指標として、スピン偏極度 P が以下のように定義される。

$$P = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (2.4)$$

ここで、 N_R はヘリシティ正の比率を、 N_L はヘリシティ負の比率を表す。

スピン偏極度を設定する利点として、以下が挙げられる。

- 電子と陽電子を偏極させることで反応断面積を制御できる。
- ある事象は、特に高エネルギーでは左巻き偏極から有意に起きるため、信号の反応率を向上できる。例として、WW 融合によるヒッグス生成などが挙げられる。
- 弱い相互作用は左巻きの粒子にしかはたらかないため、新物理の検証において右巻き偏極を用いることで、標準模型由来の背景事象を抑制する。

2.3.3 ルミノシティ

加速器を用いた実験で単位時間あたりに測定される特定の事象数 N_i は、その反応断面積 σ_i に比例し、以下の関係式を満たす。

$$N_i[\text{counts/s}] = \sigma_i[\text{barn}] \times L[\text{barn}^{-1}\text{s}^{-1}] \quad (2.5)$$

ここで、単位 barn は面積の次元をもち、 $1[\text{barn}] = 10^{-28}[\text{m}^2]$ である。

L は加速した粒子の衝突密度を表す瞬間ルミノシティという物理量であり、

$$L = f_{rep} \frac{n_b N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \times H_D \quad (2.6)$$

と表される。ここで、 f_{rep} はパルス繰り返し周波数、 n_b は1パルスあたりのバンチ数、 N は1バンチあたりの粒子数、 $4\pi\sigma_x\sigma_y$ はビームの衝突面積を表す。 H_D はルミノシティ補正係数である¹。

2.3.4 加速器

ILC を構成する要素は大きく分けて以下の3点がある。

- 電子・陽電子源
- ダンピングリング
- 主線形加速器

すなわち、電子源を用いて電子を生成、ダンピングリングにてエミッタンスの高いビームとして絞り、主線形加速器で加速し、衝突させる。陽電子は加速した電子を利用して生成され、ダンピングリング以下は電子と同じ仕組みである。図2.3に ILC の全体図を示す。

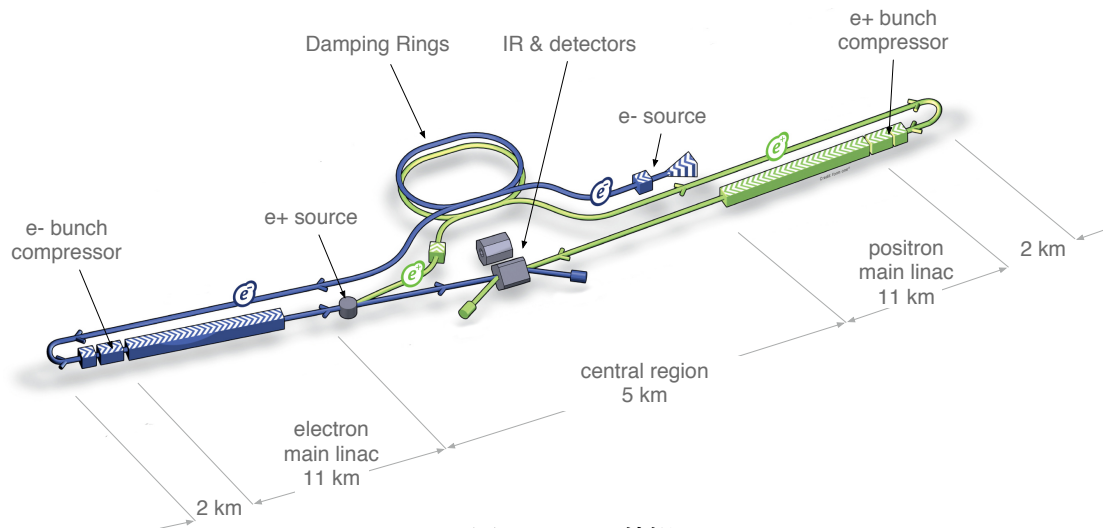


図 2.3: ILC 概観 [2]

¹電子と陽電子それぞれのバンチ間にはたらく引力によって実効的にビームサイズが収縮する度合い

電子源

ILC の特徴はビーム電子・陽電子を偏極させられることにある。電子源では偏極電子を生成するため偏極したレーザーを用いる。図 2.4 に電子源の構成を示す。

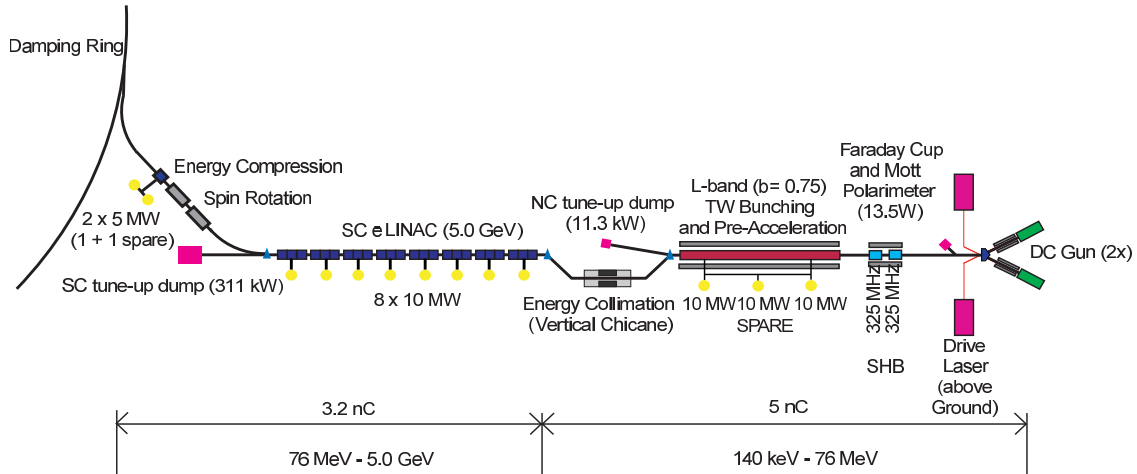


図 2.4: ILC 電子源 [4]

DC 銃を用いて偏極したレーザーを半導体 GaAs 等に照射すると、光電効果により 140-160 keV の偏極された電子が放出される。ILC の偏極シナリオにもよるが、目標とする電子の偏極率は $\pm 80\%$ である。そうして得られた偏極電子はまず常伝導加速空洞に入れられ、バンチと呼ばれる 3×10^{10} 個程度が集まった塊を形成しながら 76 MeV まで加速される。続いてエネルギーコリメータにより偏極電子のエネルギーや入射方向が均一に揃えられた後、さらに超伝導加速空洞により 5 GeV まで加速される。ダンピングリングに入射される前に、超伝導ソレノイドによってスピンも垂直方向に揃えられる。

陽電子源

陽電子源は電子源で生成された偏極電子を利用している。後述するように電子は最終的に主線形加速器にて 150 GeV まで加速される。ここで電子はアンジュレータと呼ばれる螺旋状の装置を通過する。アンジュレータは図 2.5 で示す位置に配置される。

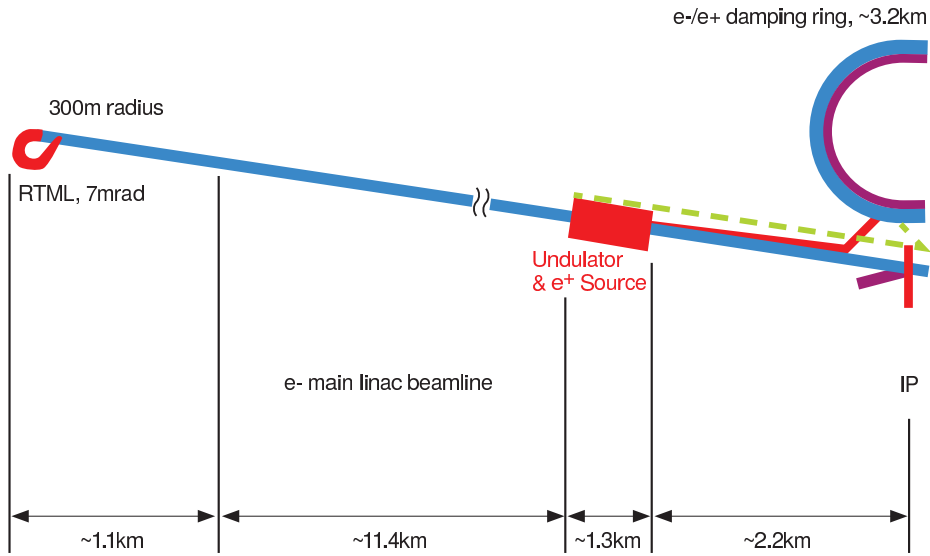


図 2.5: ILC 陽電子源の配置 [4]

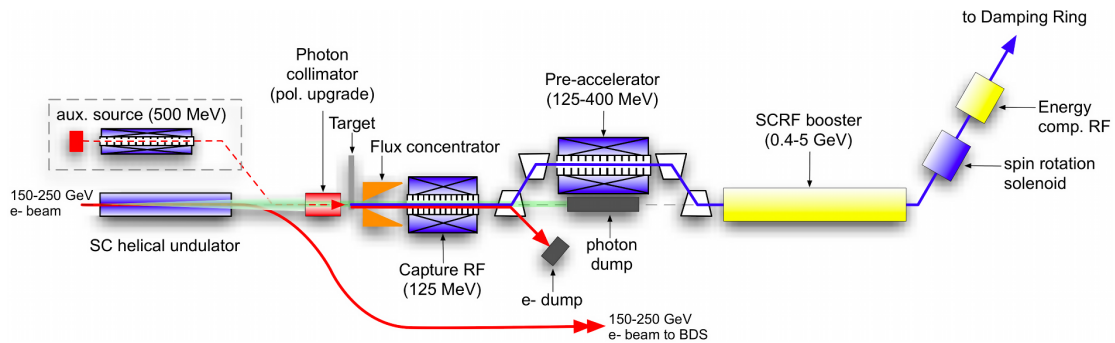


図 2.6: ILC 陽電子源詳細 [4]

陽電子源の詳細を図 2.6 に示す。

アンジュレータでは磁場の向きが交互に変わっており、これを通過した電子を蛇行させることで制動放射によりエネルギーを持った光子 (10-30 MeV 程度) を放出させる。この光子を厚さ 1.4 cm のチタン合金の円盤に衝突させることで、電磁シャワーを発生し電子・陽電子対を大量に生成できる。これをビームとして調整し、125 MeV まで加速させた後に磁場をかけることで電子と陽電子は分離され、陽電子ビームが得られる。得られた陽電子は電子と同じく常伝導加速空洞で 400 MeV まで加速、さらに超伝導加速空洞によって 5 GeV まで加速され、スピン方向とエネルギーを揃えられた後に、キッカーシステムと呼ばれる瞬発的な磁場を発生させる装置により、ダンピングリングへ注入される。

基本設計の段階で $\pm 30\%$ の陽電子偏極が可能とされるが、アンジュレータ増設のスペースが確保されており、アップグレード後は $\pm 60\%$ までの偏極も可能になると予想される。ただしその場合、チタン標的に光子のコリメータが必要となる。

ダンピングリング

5 GeV まで加速された電子・陽電子は減衰リングに入射される。ダンピングリングの目的はエミッタンスを小さくすることにある。エミッタンスとはビーム内の粒子のばらつき具合を表す指標であり、位相空間上でのビームの面積として定義される。

図 2.7 にダンピングリングの概略を示す。

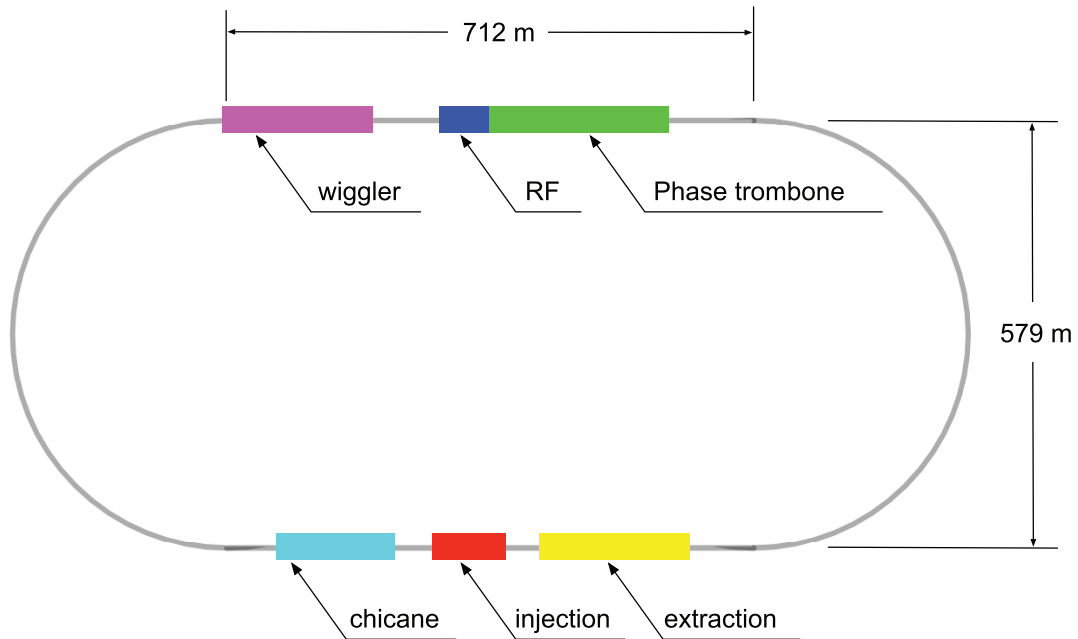


図 2.7: ILC ダンピングリング [4]

ダンピングリングへと侵入した電子・陽電子ビームは、周長 6.7 km ほどのリングを 200 ms 程度周回する。その間にリングの湾曲部分で制動放射を起こし、直線部分で加速される、という過程を繰り返す。制動放射により運動量が小さくなったビームは、加速部分において粒子の基準軌道方向の運動量だけが回復するので、結果としてエミッタンスが減少することになる。この繰り返しにより、ビーム中の粒子の位置と運動量が調整され低エミッタンスのビームを実現できる。

その後、再びキッカーによりバンチは弾き出され、主線形加速器へと運ばれる。

主線形加速器

主線形加速器はそれぞれ約 7400 本の超伝導加速空洞からなっており、電子、陽電子合わせて全長 22 km に及ぶ。この部分でビームを 15 GeV から 250 GeV まで加速する。

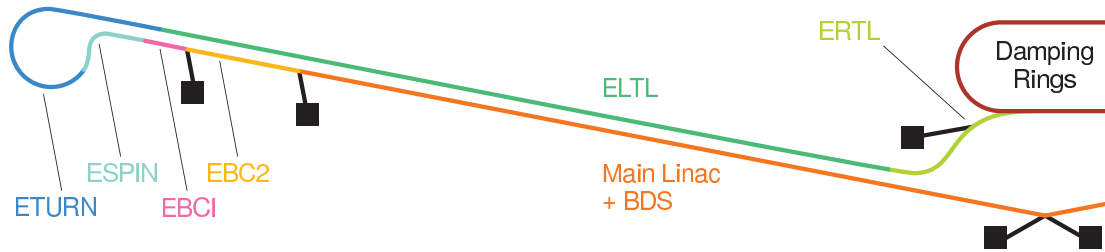


図 2.8: ILC 主線形加速器 [4]

採用される超伝導加速空洞として、図 2.9 の TESLA 型加速空洞がベースデザインとなっている。加速空洞は 2 K の液体ヘリウム槽により冷却しつつ、およそ 1.5 GHz の周波数で運用される予定である。平均して 31.5 MV/m の加速勾配が要求される。超伝導加速空洞の利点としては、常伝導のものに比べ電気抵抗がほぼないため、空洞内に溜められたマイクロ波の空洞表面でのエネルギー損失が極めて小さくなるという点が挙げられる。そのため、超伝導状態を保つために要する冷却の電力などを考慮しても超伝導加速空洞の方が常伝導加速空洞よりも電力効率が良い。また、超伝導加速空洞では空洞内に貯蔵されたエネルギーの減衰が遅いため、ミリ秒程度の長パルスのマイクロ波源でエネルギーを溜めることができる。それにより電子ビームのパルスも長くする事ができ、パルス内でのフィードバックをかけることができるという利点もある。

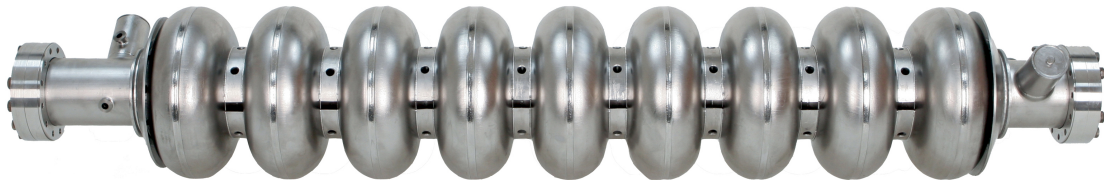
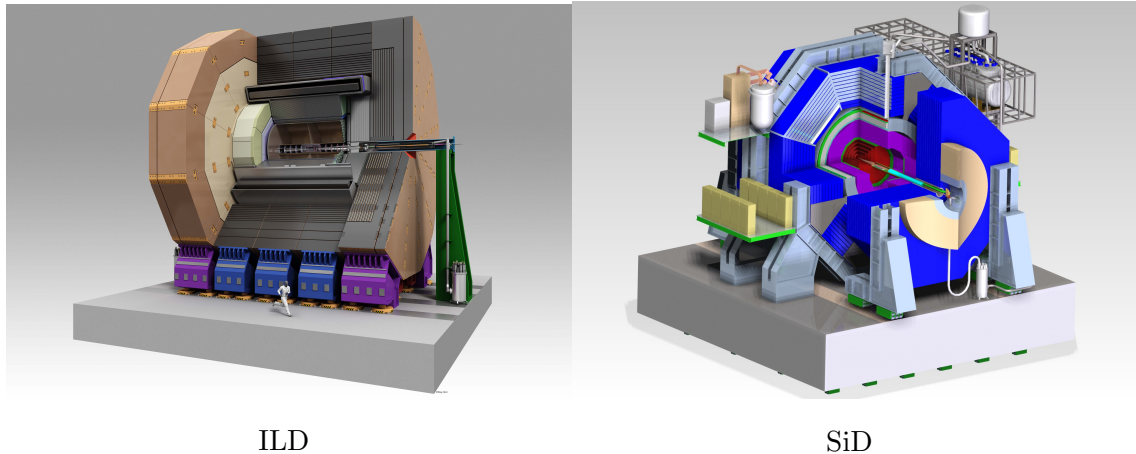


図 2.9: ILC 超伝導加速空洞 [2]

2.3.5 ILD 測定器

ILC に設置される測定器は、International Large Detector(ILD) 測定器と SiD 測定器の2種類が計画されている。



ILD

SiD

図 2.10: ILD および SiD 概観の比較 [6]

実際の実験では、これら2つの測定器を並べてスライドさせ、ビームラインに設置する測定器をその都度に交換する、「プッシュプル」という方式を採用する予定である。これにより実験結果を両測定器間で比較することができ、またガレージで待機している方の検出器は、ビームラインの稼働中もメンテナンスすることができる。

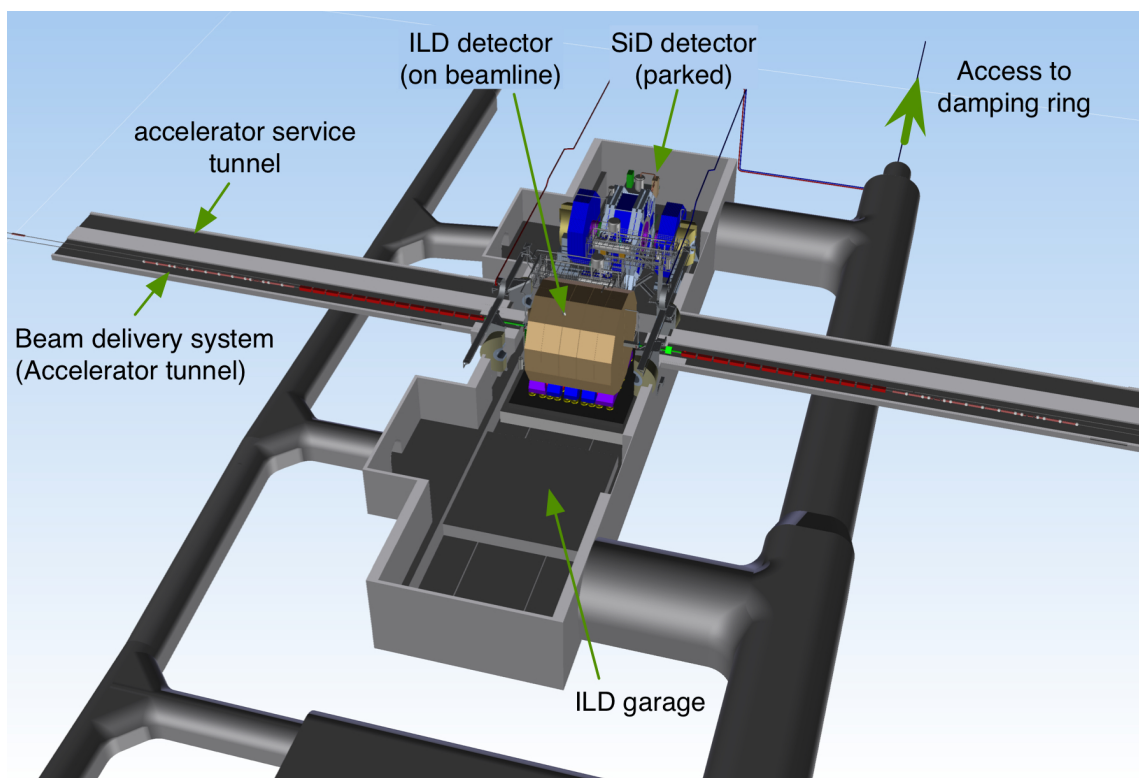


図 2.11: プッシュプル方式 [4]

本解析は ILD 測定器のシミュレーションを用いたサンプルを使用しているため、本節では ILD 測定器について述べていく。

ILC 実験の目的を達成するためには検出器に対して非常に高いジェットエネルギー分解能が要求され、それを実現するために Particle Flow Algorithm (PFA) という手法を採用する。PFA の詳細については、付録 A.1 にて記述する。ILD 測定器は、高いジェットエネルギー分解能を実現するための PFA に対して最適化されて設計されており、特にカロリメータセルの細分化や全体の物質量を小さくする試みがなされている。図 2.12 に ILD 測定器の構成を示す。

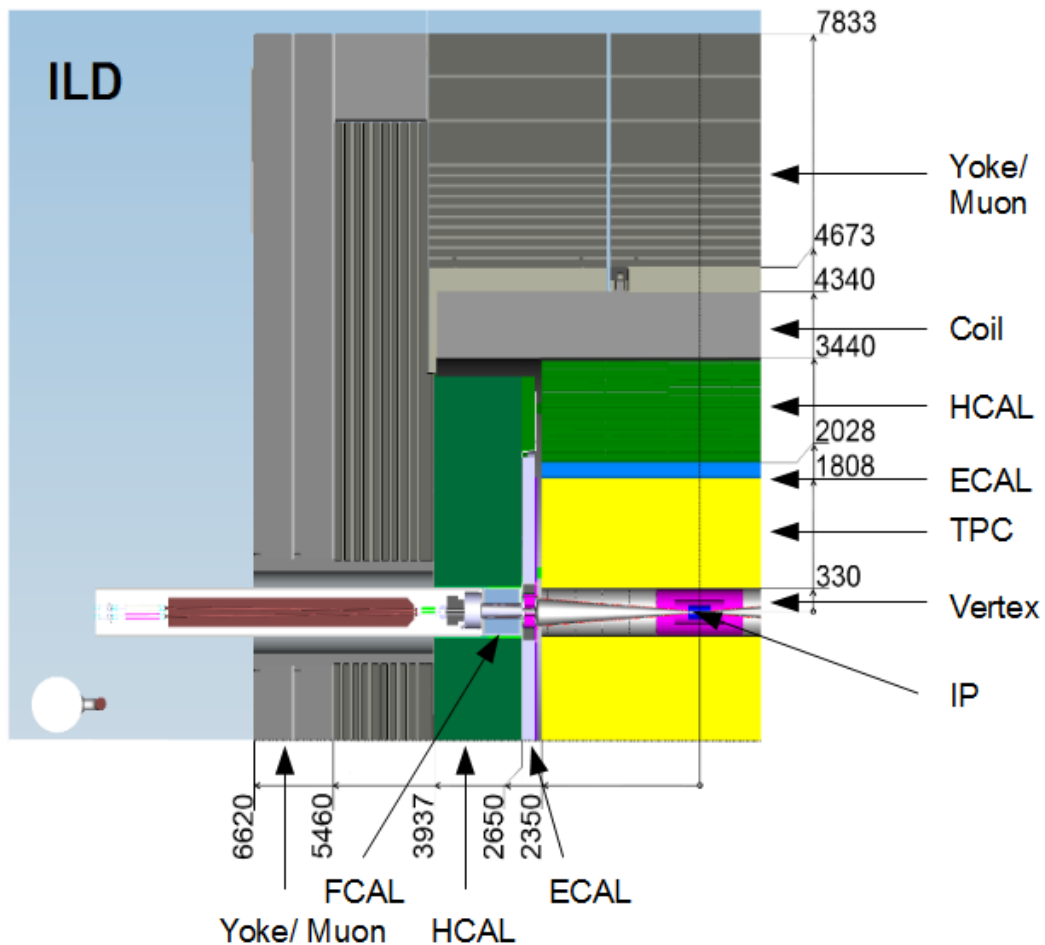


図 2.12: ILD 測定器の構成 [6]

構成は内側から、飛跡検出器系、カロリメータ群、ソレノイドコイル、ミューオン検出器の順に設置されている。また、超前方にはルミノシティやビーム状態を測定するためのカロリメータとシリコン検出器からなる前方検出器系が存在する。図 2.13 から図 2.18 までに各種検出器の概要を示す。

崩壊点検出器

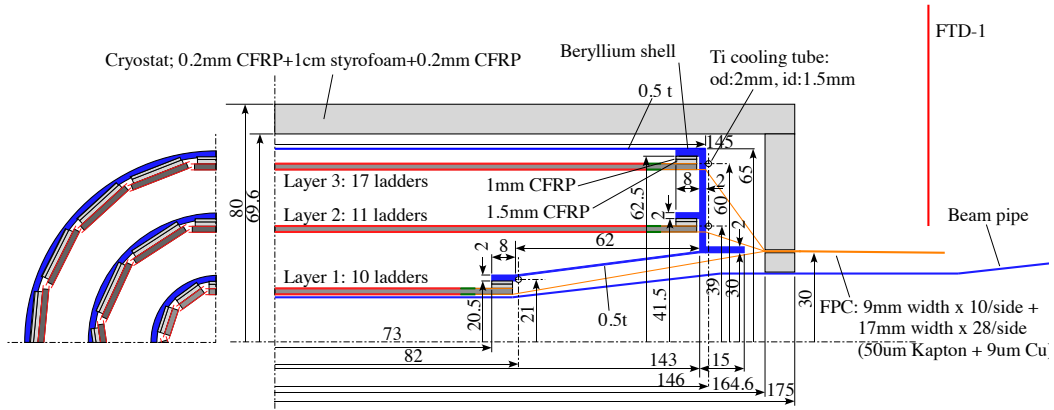


図 2.13: ILC 崩壊点検出器 [6]

シリコン飛跡検出器系

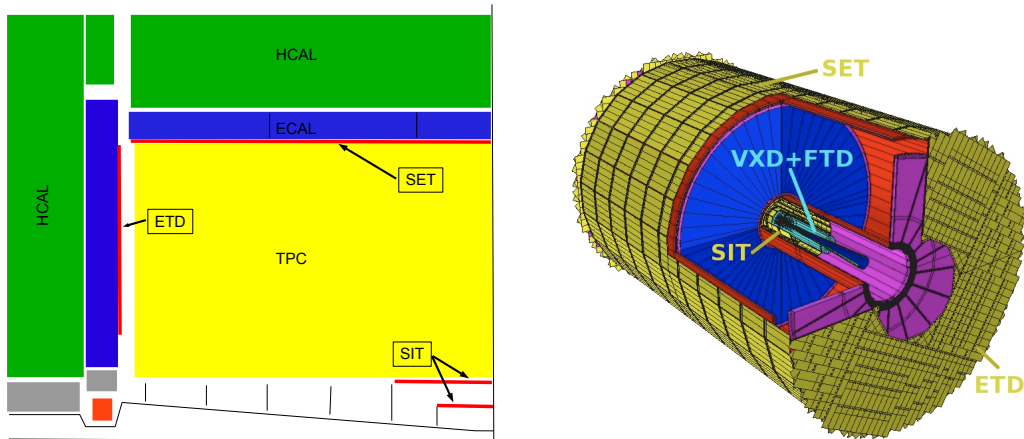


図 2.14: ILC シリコン飛跡検出器系 [6]

主飛跡検出器

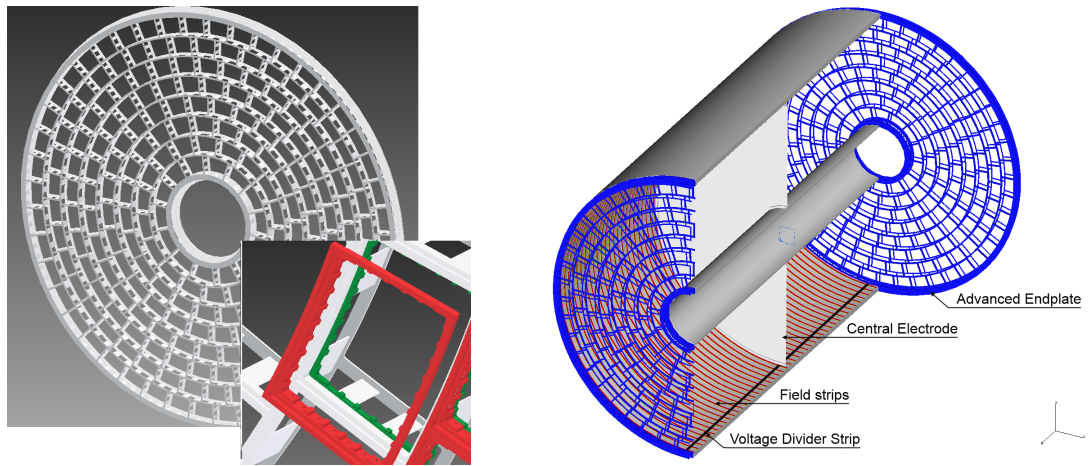


図 2.15: ILC Time Projection Chamber [6]

カロリメータ

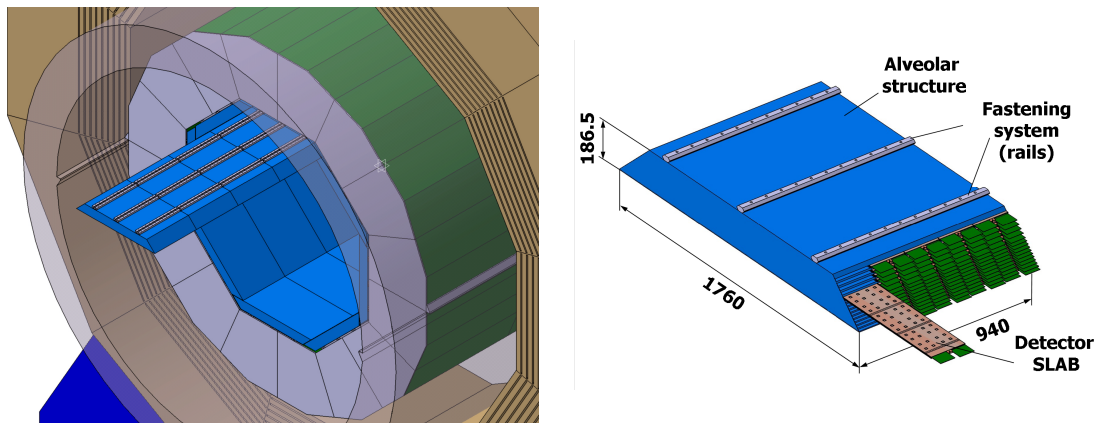


図 2.16: ILC 電磁カロリメータ [6][7]

ミュオン検出器

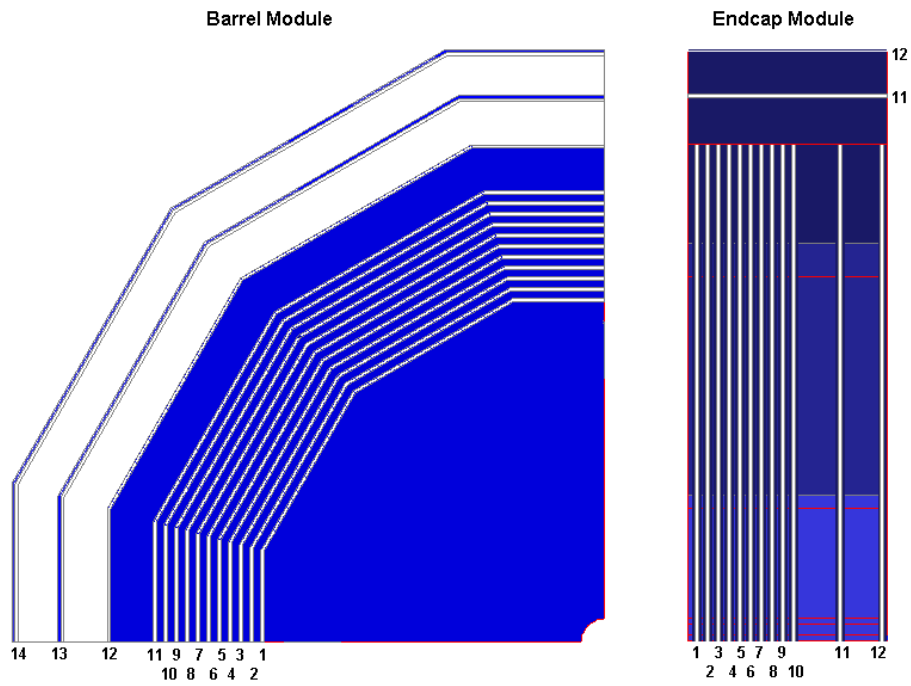


図 2.17: ILC ミュオン検出器 [6]

前方検出器系

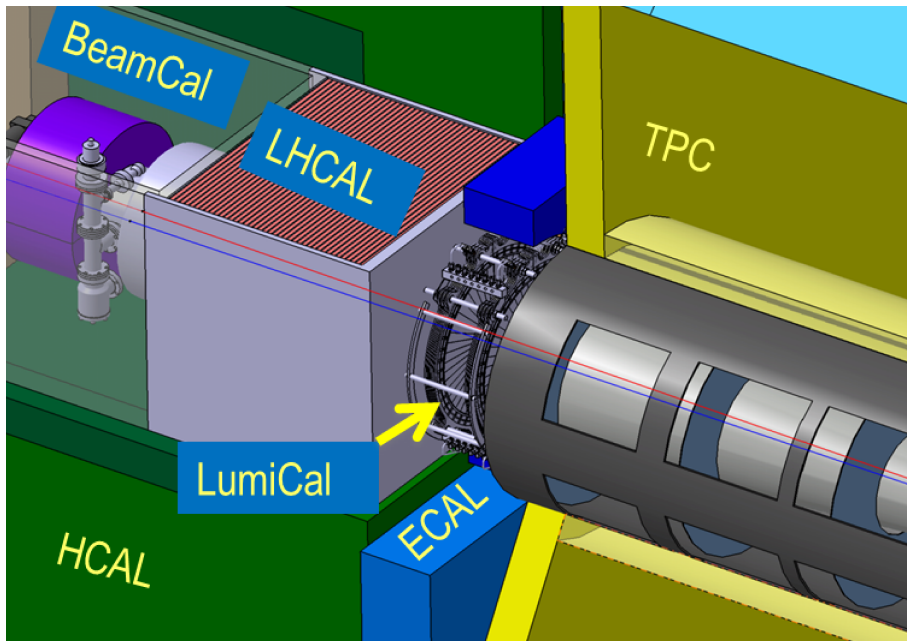


図 2.18: ILC 前方検出器系 [6]

第3章 本研究の目的

ILC の物理において重要な事象の多くは、複数の粒子がある程度の指向性をもつ束になり観測されるジェットという現象を含む。このジェットを精度よく測定することが、物理の解析性能にとって重要な要素となる。

本研究の目的は、ILD 測定器モデルのジェットエネルギー分解能を評価すること、そして分解能の評価結果を実装した kinematic fit を用いることにより、ILC 実験においてジェットを含む物理過程の解析性能を向上させることである。

以下のステップで解析性能の向上を目指す。

1. ILD 測定器の2種類のモデルについてジェットエネルギー分解能を評価する
2. ジェット分解能を実装した kinematic fit を構築する
3. Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析に kinematic fit を適用し、結果を比較する

3.1 ジェットエネルギー分解能評価

2017年現在、最新のILD測定器のモデル候補としてILD_l5_v02とILD_s5_v02の2種類が提案されている[8]。前者は詳細基礎設計書(Detailed Baseline Design,DBD)[6]に基づき構築されたものであり、後者は測定器の建設、運用にかかるコスト削減と性能維持を目的に、ひとまわり小さく設計されたものである。

本研究では、まず2つの測定器モデルのジェットエネルギー分解能を評価する。この評価結果は、ILD測定器の設計とシミュレーションの最適化のために重要な指標のひとつとなる。また、ジェットエネルギー分解能と並行してジェットの角度分解能の評価も同様に行い、次項の kinematic fit に実装する。

3.2 kinematic fit

解析性能向上のためのツールとして、本研究では kinematic fit という解析手法を採用した。この手法は LEP 実験において $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 反応による W ボソン質量測定の際に効果的であったものであり[9]、ラグランジュ未定乗数法に基づいて、ある制約条件の下で対象のパラメータをその分解能の範囲内で最適化することを目的としている。

本研究では、kinematic fit に前述のジェット分解能の詳細な情報を実装することで、測定器由来の不確かさのより効果的な排除を目指す。

3.3 Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析

Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析に対して kinematic fit を用い、その効果を確認する。具体的には、重心系エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV の実験での図 3.1 の ZH 随伴生成過程における終状態 2 ジェット事象に対して、事象選別を行う際に kinematic fit を施し、有意度および最終的な Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の標準理論下 95%信頼水準制限の向上を目指す。先行研究 [10] では、表 3.1 の結果が得られている。

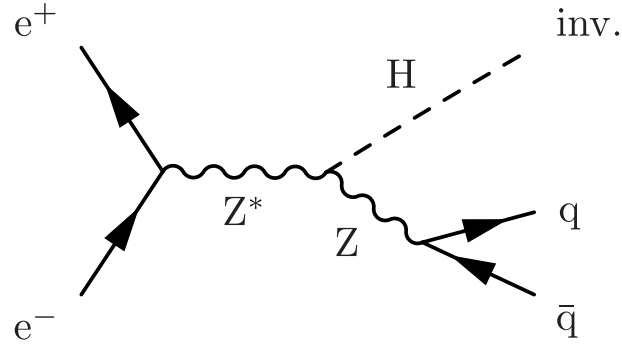


図 3.1: Higgs \rightarrow invisible 過程のファインマン・ダイアグラム

表 3.1: Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の 95%信頼水準上限 [10]

UL of BR [%] (95% CL)	$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$	$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$
$\sqrt{s} = 250$ GeV	0.95	0.69

第4章 シミュレーション

本章では、本研究で行う ILC 実験のシミュレーションについて述べる。特に言及のない限りは、本研究は以下の環境でシミュレーションを行った。

4.1 ソフトウェア

本研究では、線型加速器実験における物理および測定器研究のために開発された iLCSoft[11] と呼ばれるソフトウェアパッケージを使用した。図 4.1 にその概要を示す。使用した iLCSoft のバージョンは v01-19-05 である。

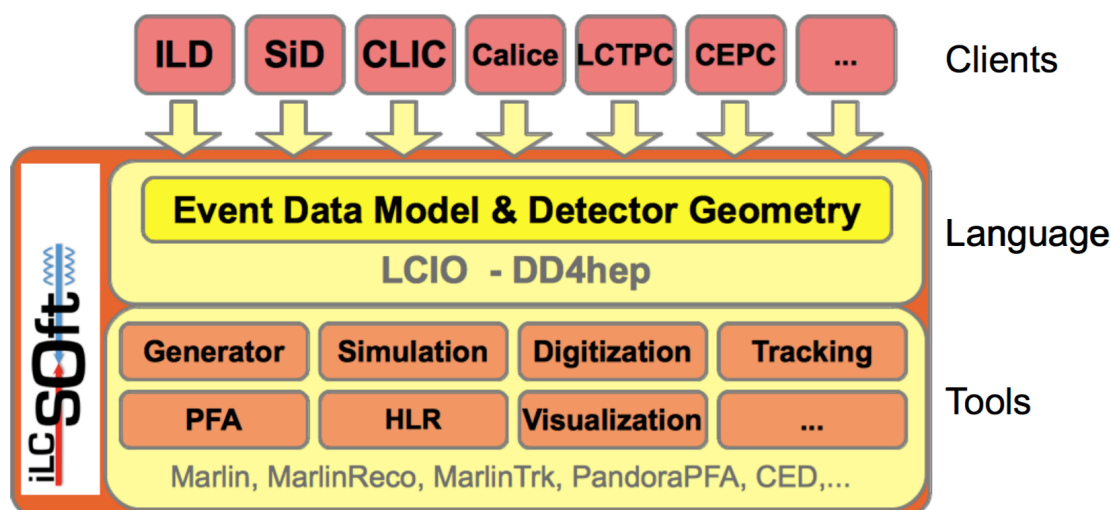


図 4.1: iLCSoft の構成概要 ([12] より引用)

4.2 シミュレーションの流れ

シミュレーションは以下の流れで行われる。

物理事象生成・崩壊過程

Whizard[13] と呼ばれるモンテカルロジェネレータプログラムを用いて、物理事象の生成を行う。Whizard は、標準理論をはじめ任意の理論に基づき電子・陽電子衝突の反応断面積を計算し、終状態として最大 8 粒子までの事象を生成できる。その後、Pythia[14] によって終状態粒子の崩壊過程をシミュレートする。

測定器応答

前項で生成されたモンテカルロ事象に対する各種測定器の応答についてシミュレートする。ILD 測定器を想定し、DDSim という Geant4[15] ベースのシミュレーションソフトウェアを使用する。

事象再構成

測定器の応答情報をもとに、終状態粒子の情報を再構成する。ここでは Marlin[16] と呼ばれる C++ 言語で記述されたアプリケーションフレームワークを利用し、測定器出力のデジタル化や PFA による再構成を行う。ここで使用した PFA のアルゴリズムは、PandoraPFA[17] である。

物理解析

Marlin および root を駆使し、事象選別と具体的な物理解析を行う。ジェットクラスタリングには、LCFIPlus[19] 内の Durham アルゴリズム [20] を使用する。

なお、本研究では加速器について技術設計報告書 (Technical Design Report, TDR)[4] および測定器について詳細基礎設計書 (Detailed Baseline Design, DBD)[6] に基づき、パラメータを設定して生成したモンテカルロサンプルを使用し、解析を行う。

第5章 ジェットエネルギー分解能評価

5.1 概要

本章では、kinematic fit への実装に向けた、ILD 測定器モデルのジェットエネルギー分解能評価について述べる。

ジェットエネルギー分解能はジェットのエネルギーに依存し、一般的に

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \oplus \beta(E) \quad (5.1)$$

という依存性をもつ。ここで、第1項はカロリメータ由来の主要な寄与を表し、第2項は補正項である。

ILC 実験では、電弱対称性の破れの検証など電弱プロセスを精密に測定するため、W ボソンと Z ボソンの不変質量の分布を分離できるジェットエネルギー分解能が必要となる。この分離に要求される W, Z ボソンの質量分解能は $\Gamma_W/M_W \approx \Gamma_Z/M_Z \approx 3\%$ 程度であり、ジェットエネルギー分解能に換算すると $\sigma_E/E \lesssim 3.5\%$ である [18]。この目標値を達成すれば、2つの不変質量分布を分離することが可能となる。

さらに、本研究ではジェットエネルギー分解能の角度依存性を考慮する。ILD 測定器をはじめ、現代の高エネルギー加速器実験に使用される測定器は、衝突点を中心としビーム軸に対して円筒形で囲む形で検出器群が配置されている。バレル部分とエンドキャップ部分とでは、配置される検出器の種類やサイズが異なり、したがって崩壊粒子の極角方向によって分解能に差が現れることが予想される。

本研究では、ILD 測定器モデルとして DBD 由来の ILD_{l5_v02} と、それよりひとまわり小さい ILD_{s5_v02} の2種類を想定し、それぞれの分解能のエネルギー及び極角依存性をみる。また、エネルギー分解能に加えてジェットの角度分解能についても並行して評価を行った。

次章において、本章の結果をもとに、各ジェットのエネルギーおよび角度の測定値からエネルギー分解能、角度分解能をイベント毎に算出し、kinematic fit への実装を試みる。

5.2 評価手法

5.2.1 ILD モデル

2つの ILD モデル ILD_{l5_v02} と ILD_{s5_v02} について、検出器のサイズと配置を比較する。図 5.1 と図 5.2 に比較図を、図 5.3 と図 5.4 の表にその詳細を示す。主な相違点は、TPC 以降の径である。

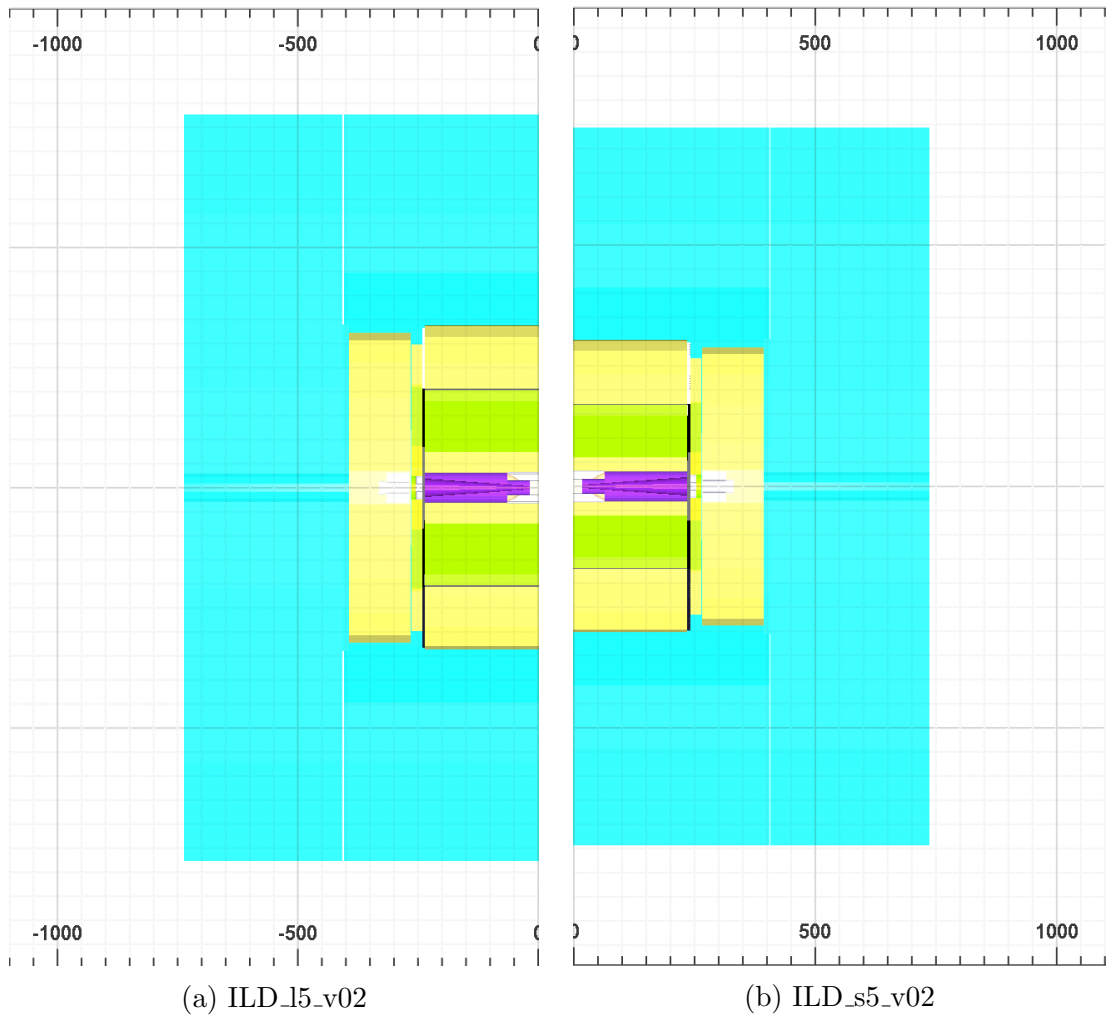


図 5.1: ILD モデル構成の比較 [8]

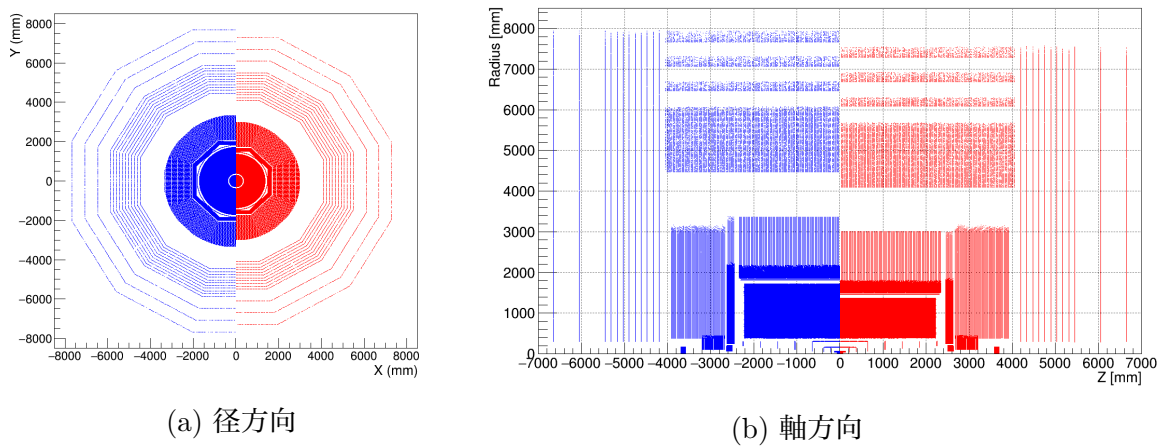


図 5.2: ILD モデル断面の比較 青:ILD_l5_v02 赤:ILD_s5_v02 [8]

List of envelope parameters for ILD_I5_v02					
detector	inner radius	outer radius	half length min z, max z	additional parameters	
VXD	15.0	101.0	177.6	VXD_cone_min_z VXD_cone_max_z VXD_inner_radius_1	80.0 150.0 25.1
FTD	37.0	309.0	2350.0	FTD_outer_radius_1 FTD_outer_radius_2 FTD_min_z_0 FTD_min_z_1 FTD_min_z_2 FTD_cone_min_z FTD_cone_radius	152.8 299.7 177.7 368.2 644.2 230.0 192.0
SIT	152.9	324.6	644.1	SIT_outer_radius_1 SIT_half_length_1	299.8 368.1
TPC	329.0	1769.8	2350.0		
SET	1769.9	1804.3	2350.0		
Ecal	1804.8	2028.0	2350.0	Ecal_Hcal_symmetry Ecal_symmetry	8 8
EcalEndcap	400.0	2095.84	2411.8, 2635.0	EcalEndcap_symmetry	8
EcalEndcapRing	250.0	390.0	2411.8, 2635.0		
Hcal	2058.0	3395.5	2350.0	Hcal_inner_symmetry	8
HcalEndcap	350.0	3225.5	2650.0, 3937.0		
HcalEndcapRing	2145.84	2980.0	2411.8, 2635.0	HcalEndcapRing_symmetry	8
Coil	3425.0	4175.0	3872.0		
Yoke	4475.0	7776.0	4047.0	Yoke_symmetry	12
YokeEndcap	300.0	7776.0	4072.0, 7373.0	YokeEndcap_symmetry	12
YokeEndcapPlug	300.0	3395.54	3937.2, 4072.0	YokeEndcapPlug_symmetry	12
BeamCal	17.8	140.0	3115.0, 3315.0	BeamCal_thickness	200.0
LHCal	130.0	315.0	2680.0, 3160.0	LHCal_thickness	480.0
LumiCal	80.0	202.1	2411.8, 2540.5	LumiCal_thickness	128.7

図 5.3: ILD_I5_v02 の測定器ジオメトリ (単位:mm) [8]

List of envelope parameters for ILD_s5_v02					
detector	inner radius	outer radius	half length min z, max z	additional parameters	
VXD	15.0	101.0	177.6	VXD_cone_min_z VXD_cone_max_z VXD_inner_radius_1	80.0 150.0 25.1
FTD	37.0	309.0	2350.0	FTD_outer_radius_1 FTD_outer_radius_2 FTD_min_z_0 FTD_min_z_1 FTD_min_z_2 FTD_cone_min_z FTD_cone_radius	152.8 299.7 177.7 368.2 644.2 230.0 192.0
SIT	152.9	324.61	644.1	SIT_outer_radius_1 SIT_half_length_1	299.8 368.1
TPC	329.0	1426.8	2350.0		
SET	1426.9	1461.3	2350.0		
Ecal	1461.8	1685.0	2350.0	Ecal_Hcal_symmetry Ecal_symmetry	8 8
EcalEndcap	400.0	1717.92	2411.8, 2635.0	EcalEndcap_symmetry	8
EcalEndcapRing	250.0	390.0	2411.8, 2635.0		
Hcal	1715.0	3045.83	2350.0	Hcal_inner_symmetry	8
HcalEndcap	350.0	2875.83	2650.0, 3937.0		
HcalEndcapRing	1767.92	2656.92	2411.8, 2635.0	HcalEndcapRing_symmetry	8
Coil	3075.33	3825.33	3872.0		
Yoke	4125.33	7426.33	4047.0	Yoke_symmetry	12
YokeEndcap	300.0	7426.33	4072.0, 7373.0	YokeEndcap_symmetry	12
YokeEndcapPlug	300.0	3045.83	3937.2, 4072.0	YokeEndcapPlug_symmetry	12
BeamCal	17.8	140.0	3115.0, 3315.024	BeamCal_thickness	220.03
LHCal	130.0	315.0	2680.0, 3160.0	LHCal_thickness	480.0
LumiCal	80.0	202.09	2411.8, 2540.5	LumiCal_thickness	128.7

図 5.4: ILD_s5_v02 の測定器ジオメトリ (単位:mm) [8]

5.2.2 モンテカルロサンプル

本章では、モンテカルロサンプルとして $Z \rightarrow uds$ 過程の2ジェット事象を生成し、解析に使用した。この過程は、モンテカルロジェネレータで異なる重心系エネルギーをもつオフシェルZボソンを生成し、その崩壊を $Z \rightarrow u\bar{u}$ or $d\bar{d}$ or $s\bar{s}$ に限定したものである。Zボソンはほぼ静止に近い状態で生成され、クォーク対への崩壊の後2つのジェットが互いに反対方向に一定のエネルギーをもって現れる。

Zボソンの重心系エネルギーを [30, 40, 60, 91, 120, 160, 200, 240, 300, 350, 400, 500] GeV と変えたサンプルを、ILD_l5_v02 と ILD_s5_v02 それぞれ 10,000 イベントずつ生成した。なお、本サンプルには overlay と呼ばれる、ビーム間相互作用による $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ の背景事象は含まれていない。また、再構成には PandoraPFA を用いた。

5.2.3 RMS90

本研究では、RMS90 という手法で分解能を算出した。RMS90 とは、「ヒストグラム内で90%の事象が含まれる最小の領域を探し、その範囲内の平均値および標準偏差を用いる」というものである。確率分布の裾(テール)が長い分布に対して、テールの影響が過度にならない評価ができることがこの手法の利点である。

5.2.4 エネルギー分解能

ジェットのエネルギー分解能を評価するにあたり、その定義をここで明示しておく。

$$\frac{\sigma_{E_j}}{E_j} = \frac{\text{RMS}_{90}(E_j)}{\text{mean}_{90}(E_j)} \quad (5.2)$$

ここでは、ジェットエネルギーの相対分解能として表した。

式5.2を求めるためには、ジェットクラスタリングを行い1ジェットのエネルギー (E_j) 分布を作成し、RMS90の値を得なければならない。しかし、本研究では簡単化のため2ジェットのエネルギーが等しいという近似のもと、検出された総エネルギー (E_{all}) およびそのRMS90の値から1ジェット分解能の近似値を導出する。

総エネルギー (E_{all}) と各ジェットのエネルギー (E_{j_i}) の関係は明らかであり、

$$E_{all} = E_{j1} + E_{j2} \quad (5.3)$$

である。 E_{j1} と E_{j2} が互いに独立であれば、誤差の伝播則にもとづき、

$$\sigma_{E_{all}} = \sqrt{\sigma_{E_{j1}}^2 + \sigma_{E_{j2}}^2} \quad (5.4)$$

となる。ここで、以下の条件を課す。

1. 2つのジェットのエネルギーは互いに等しい： $E_{j1} = E_{j2} \equiv E_j$
2. 2つのジェットのエネルギー分解能は等しい： $\sigma_{E_{j1}} = \sigma_{E_{j2}} \equiv \sigma_{E_j}$

条件2より、式5.4は改められ、

$$\sigma_{E_{all}} = \sqrt{2\sigma_{E_j}^2} = \sqrt{2}\sigma_{E_j} \quad (5.5)$$

となり、さらに式5.3および条件1を用いて、相対分解能の形に直すと

$$\frac{\sigma_{E_{all}}}{E_{all}} = \frac{\sqrt{2}\sigma_{E_j}}{2E_j} = \frac{\sigma_{E_j}}{\sqrt{2}E_j} \quad (5.6)$$

が得られる。したがって、式5.2は総エネルギーの情報を用いて、

$$\frac{\sigma_{E_j}}{E_j} = \sqrt{2} \frac{\sigma_{E_{all}}}{E_{all}} = \sqrt{2} \frac{\text{RMS}_{90}(E_{all})}{\text{mean}_{90}(E_{all})} \quad (5.7)$$

と求められる。

5.2.5 角度分解能

ジェットの角度を決めるためには、ジェットクラスタリングを行う必要がある。つまり、角度分解能にはエネルギーの場合と異なりジェットクラスタリングによる寄与が含まれてしまうことになる。

本研究において、我々はジェットクラスタリングの手法として Durham アルゴリズム [20] を採用した。詳細については付録 A.2 にて記述する。

最終的にジェットが2つになるまでクラスタリングを行い、それらを再構成後の2ジェットとする。その後、始状態クォークのモンテカルロ情報による角度と再構成ジェットの角度との差分のヒストグラムを作成し、ジェットの角度分解能を以下のように定義した。

$$\delta\theta_j = \text{RMS}_{90}(\theta_{rec} - \theta_{mc}) \quad (5.8)$$

$$\delta\phi_j = \text{RMS}_{90}(\phi_{rec} - \phi_{mc}) \quad (5.9)$$

ここで、ビーム軸に対する極角を θ 、方位角を ϕ とし、添字の rec は再構成ジェット情報、mc はモンテカルロ情報をそれぞれ意味している。

5.3 結果

ジェットのエネルギー、極角及び方位角分解能の評価結果は以下ようになった。ここで、それぞれ順に2つのモデルのエネルギー依存性の比較と、ILD.1(s)5_v02のエネルギー・極角依存性を示す。なお、誤差として統計誤差のみ考慮している。

5.3.1 エネルギー分解能

sv01-19-05.mILD_I5_o1_v02_nobg

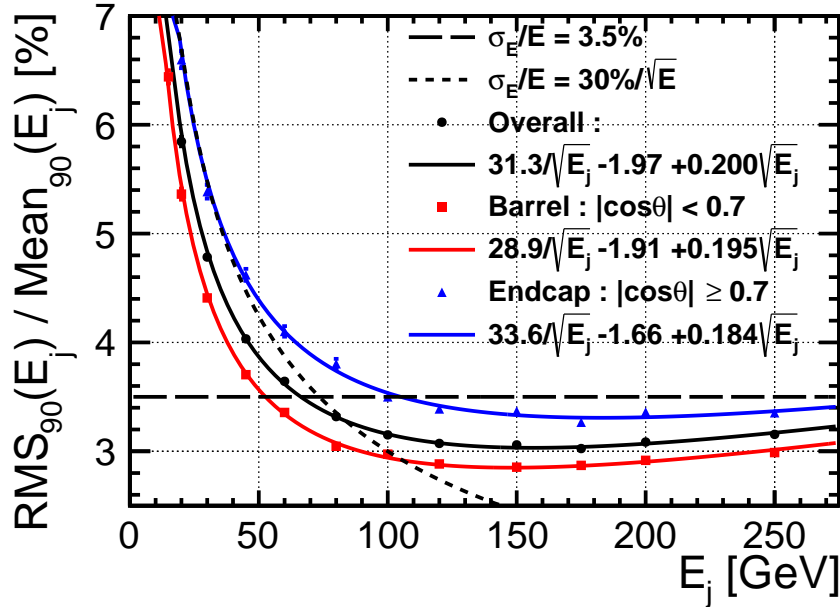


図 5.5: ジェットエネルギー分解能エネルギー依存性 ILD_I5_v02

sv01-19-05.mILD_s5_o1_v02_nobg

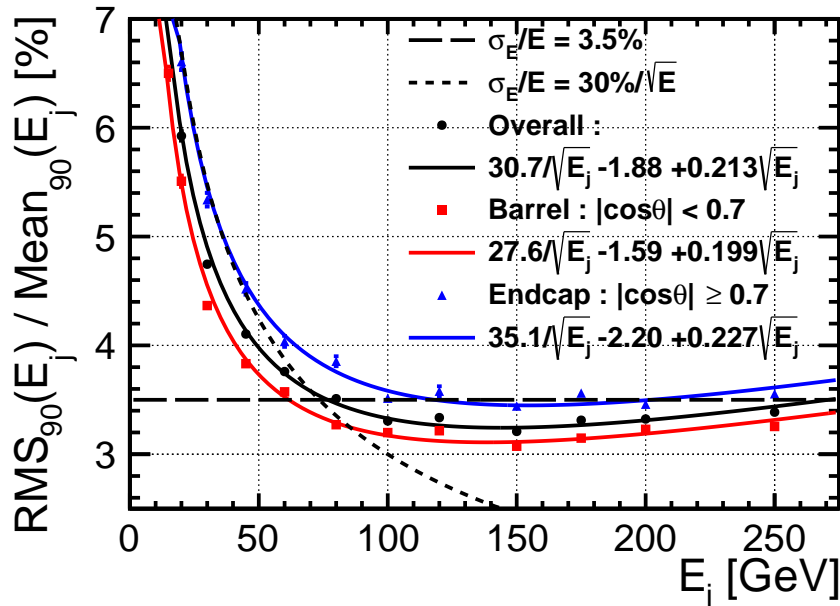


図 5.6: ジェットエネルギー分解能エネルギー依存性 ILD_s5_v02

エネルギー分解能のエネルギー依存性の評価結果を図 5.5、5.6 に示す。横軸は 1 ジェットのエネルギーであり、縦軸は式 5.7 で得られる 1 ジェットの相対エネルギー分解能である。黒

が測定器全体によるエネルギー分解能の平均であり、赤の点がバレル部分 ($|\cos\theta| < 0.7$)、青の点がエンドキャップ部分 ($|\cos\theta| \geq 0.7$) による結果をそれぞれ表す。

モデル間の差異は $E_j \gtrsim 30$ GeV で顕著となることが確認された。また、ILCにおけるW,Zボソンの分離に必要な要求値 $\sigma_E/E \lesssim 3.5\%$ を黒の破線で示したが、 $E_j \gtrsim 60$ GeV の範囲でこの要求を満たすことが確認できた。

バレル部分とエンドキャップ部分による差異、つまり角度依存性が確認されたので、より詳細な評価を行った結果を図5.7、5.8に示す。

sv01-19-05.mILD_I5_o1_v02_nobg

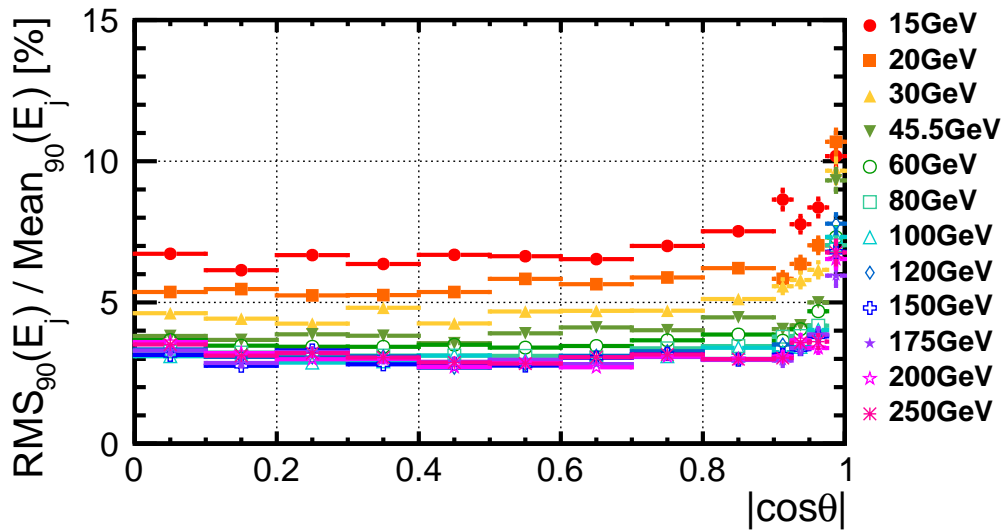


図 5.7: I5_v02 モデルのジェットエネルギー分解能エネルギー・極角依存性

sv01-19-05.mILD_s5_o1_v02_nobg

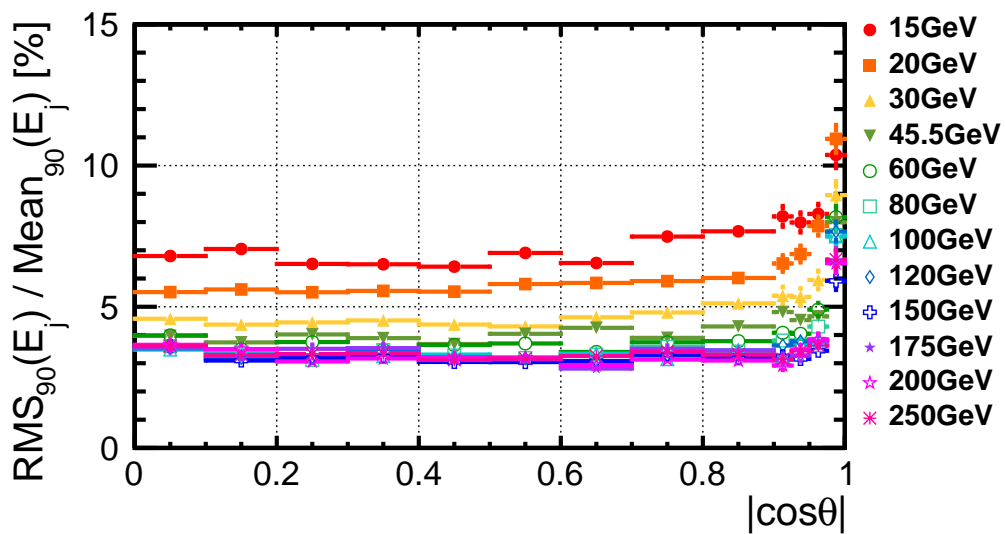


図 5.8: S5_v02 モデルのジェットエネルギー分解能エネルギー・極角依存性

5.3.2 極角分解能

エネルギー分解能と同様に評価した極角分解能の結果を以下に列挙する。

sv01-19-05 $|\cos\theta| < 0.7$

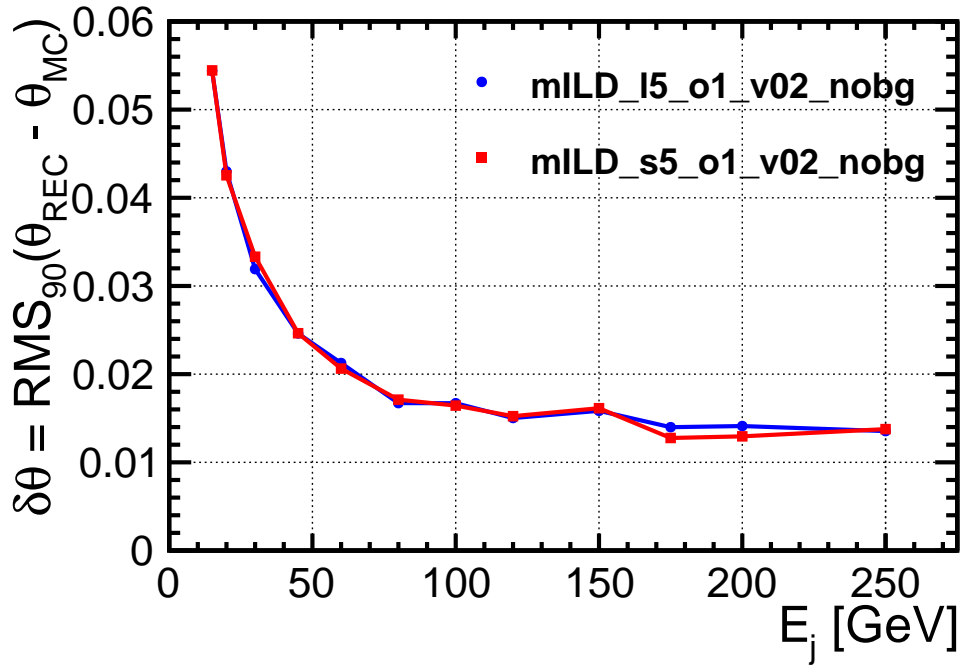


図 5.9: ジェット極角分解能のエネルギー依存性の比較

sv01-19-05.mILD_I5_o1_v02_nobg

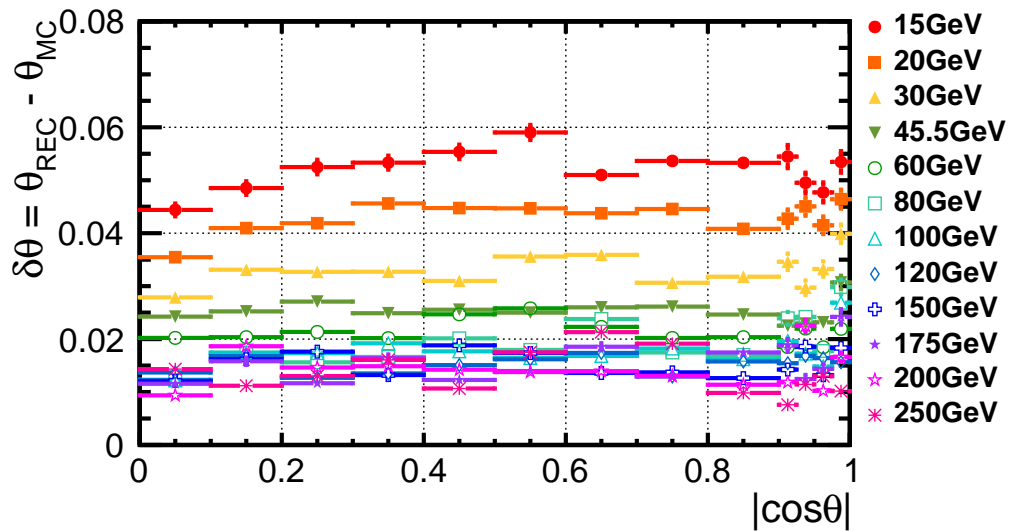


図 5.10: ILD_I5_v02 モデルのジェット極角分解能エネルギー・極角依存性

sv01-19-05.mILD_s5_o1_v02_nobg

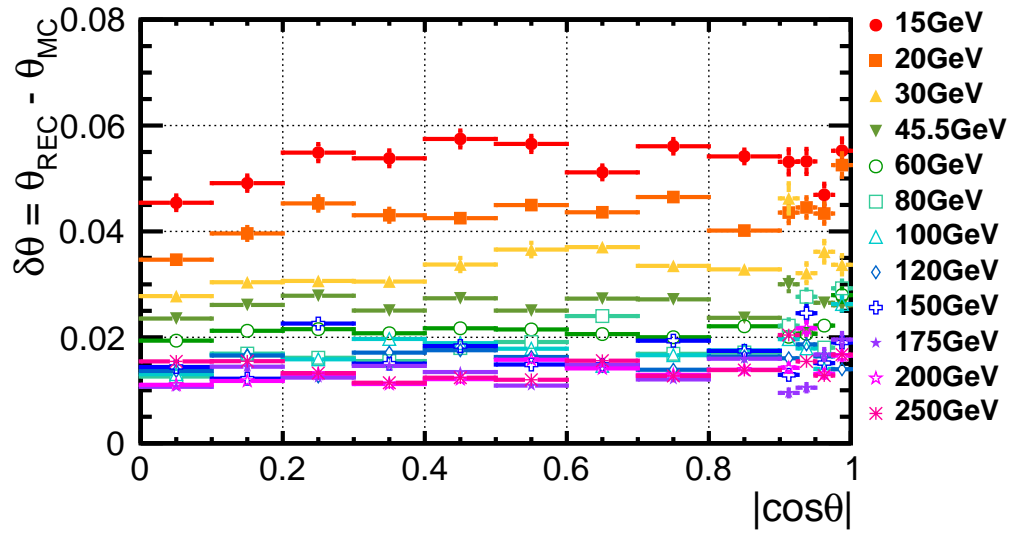


図 5.11: ILD_s5_v02 モデルのジェット極角分解能エネルギー・極角依存性

5.3.3 方位角分解能

エネルギー分解能と同様に評価した方位角分解能の結果を以下に列挙する。

sv01-19-05 |cosθ|<0.7

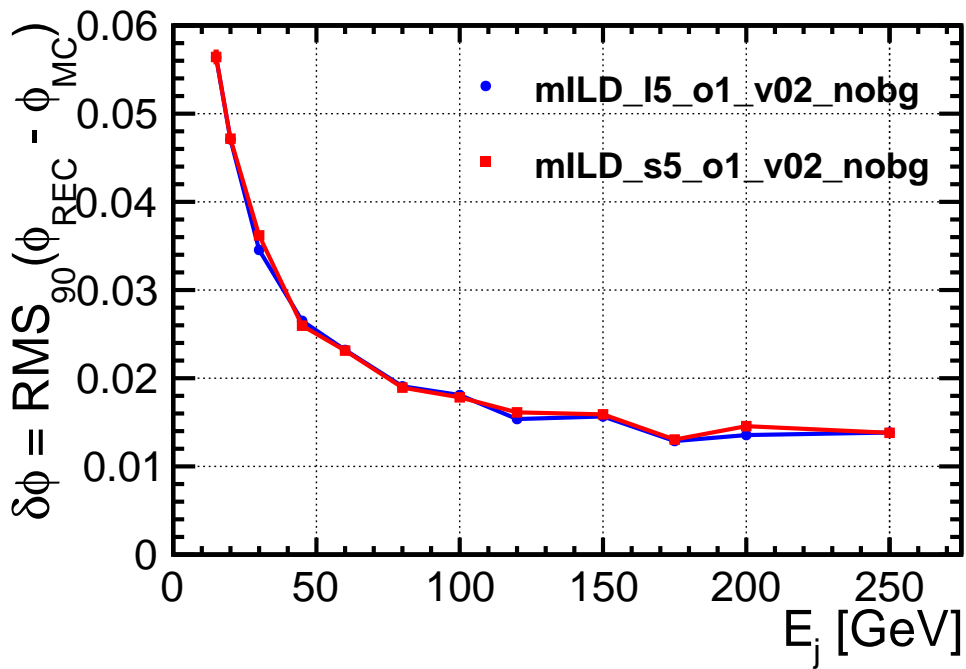


図 5.12: ジェット方位角分解能のエネルギー依存性の比較

sv01-19-05.mILD_I5_o1_v02_nobg

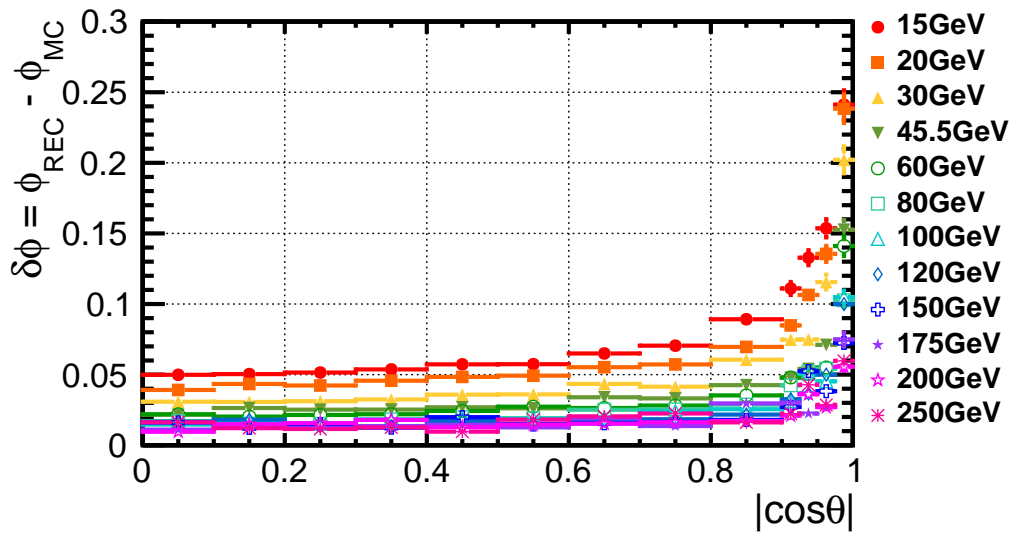


図 5.13: ILD_I5_v02 モデルのジェット方位角分解能エネルギー・極角依存性

sv01-19-05.mILD_s5_o1_v02_nobg

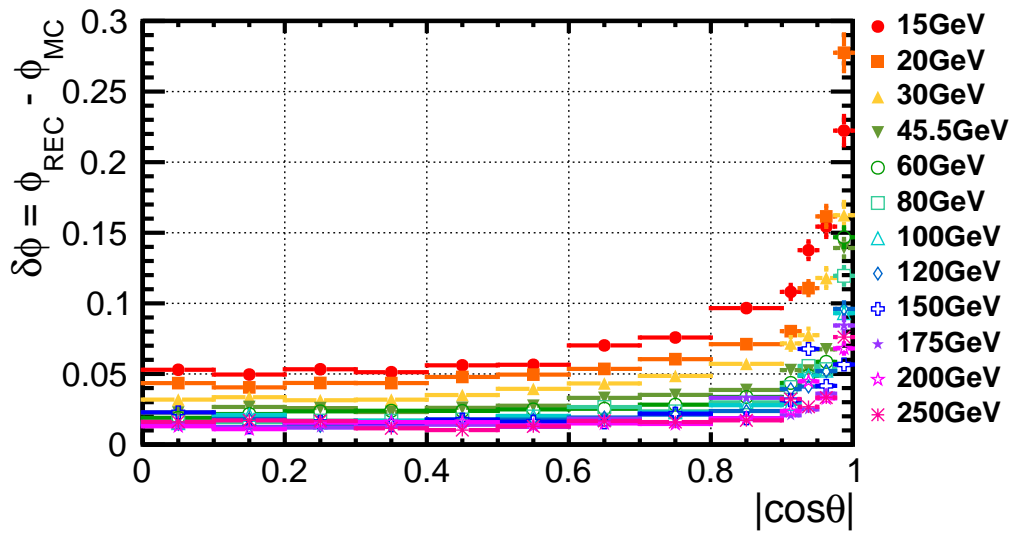


図 5.14: ILD_s5_v02 モデルのジェット方位角分解能エネルギー・極角依存性

第6章 kinematic fit

6.1 原理

まずはじめに、kinematic fit の原理について述べる。

kinematic fit とは、ラグランジュ未定乗数法に基づき、測定された物理量のある運動学的制約の下で最適化するという手法である。ここでの測定量は、測定器由来の不確かさ、つまり系統誤差を含んでおり、それは測定量が真の値に対してばらつきをもつ大きな要因である。kinematic fit では、そのばらつきの範囲内で測定量の微調整、すなわちフィッティングを行うことを許容する。その際に、測定量が有する特定の運動学的制約、例えば反応前後のエネルギー運動量保存則などを課すことによって、着目する物理事象のより理にかなった結果を得られることが期待される。

具体的には、以下の χ_T^2 関数を最小化することにより、結果が得られる。

$$\chi_T^2(\vec{\eta}, \vec{\xi}, \vec{\lambda}) = \chi^2(\vec{\eta}) + F_C(\vec{\eta}, \vec{\xi}, \vec{\lambda}) \quad (6.1)$$

$$\chi^2(\vec{\eta}) = (\vec{\eta} - \vec{y})^T V^{-1} (\vec{\eta} - \vec{y}) \quad (6.2)$$

$$F_C(\vec{\eta}, \vec{\xi}, \vec{\lambda}) = 2\vec{\lambda}^T \cdot \vec{f}(\vec{\eta}, \vec{\xi}) \quad (6.3)$$

\vec{y} : 実際の測定量 (N 次)

$\vec{\eta}$: フィットパラメータ (N 次)

$\vec{\xi}$: 非測定量パラメータ (J 次)

$\vec{\lambda}$: ラグランジュ未定乗数パラメータ (K 次)

$\vec{f}(\vec{\eta}, \vec{\xi})$: 制約条件関数 (K 次)

V : 測定量の分散共分散対角行列 (N×N)

最小化にはラグランジュ未定乗数法を用いる。すなわち、3種のパラメータ $\vec{\eta}, \vec{\xi}, \vec{\lambda}$ について $\chi_T^2(\vec{\eta}, \vec{\xi}, \vec{\lambda})$ の一次偏導関数が0になることを要請した式 6.4~6.6 の連立方程式を解く。それによって、 $\chi_T^2(\vec{\eta}, \vec{\xi}, \vec{\lambda})$ 関数の最小値およびそのときのパラメータを求めることができる。

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\partial \chi_T^2}{\partial \eta_i} = V_{ij}^{-1} (\eta_j - y_j) + \frac{\partial f_k}{\partial \eta_i} \lambda_k = 0 & (i = 1, \dots, N) \end{cases} \quad (6.4)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\partial \chi_T^2}{\partial \xi_i} = \frac{\partial f_k}{\partial \xi_i} \lambda_k = 0 & (i = 1, \dots, J) \end{cases} \quad (6.5)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\partial \chi_T^2}{\partial \lambda_i} = f_i = 0 & (i = 1, \dots, K) \end{cases} \quad (6.6)$$

ここで、アインシュタインの縮約記法を用いた。

一般的に制約条件関数 $f(\vec{\eta}, \xi)$ およびその導関数はパラメータに対して非線形であるから、解析的に解を求めるのは非常に困難である。ゆえに、実際の計算では漸近的な解法を用いて近似解を求める。図 6.1 が kinematic fit の概念図である。

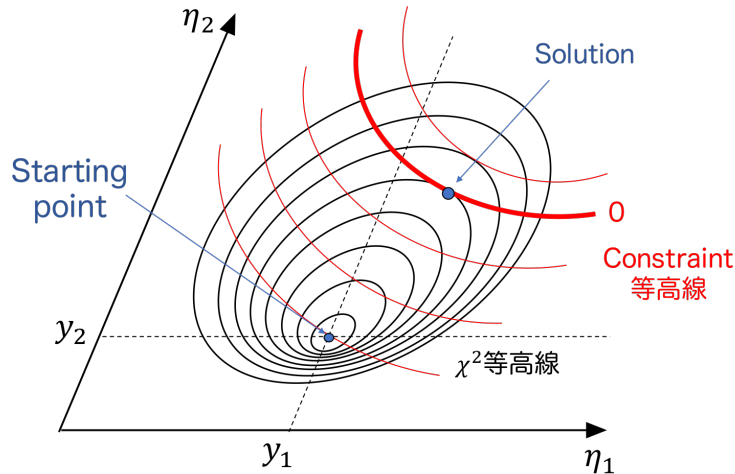


図 6.1: kinematic fit の概念図

ここで、フィッティングの自由度について言及しておく。一般的にフィッティングの自由度 N_{dof} は、測定点の数 N_m とフィットパラメータの数 N_f を用いて

$$N_{dof} = N_m - N_f \quad (6.7)$$

と表される。kinematic fit では測定量 y_i と同じ数 (N) のフィットパラメータ η_i を用いるため、一見 N_{dof} は 0 になってしまうように思われるが、制約条件関数 1 つにつきフィットパラメータが 1 つ相殺されるため、制約条件関数の数 (K) だけ自由度が確保される。また、もし制約条件関数に非測定量パラメータ ξ_i が含まれている場合は、 ξ_i を 1 つ決定するのに制約条件関数を 1 つ消費しなければならないので、結果的に非測定量の数 (J) だけ自由度が減る。以上をまとめると、kinematic fit における自由度は、

$$N_{dof} = N_m - \{N_f - (K - J)\} = K - J \quad (6.8)$$

と表される。ここで、 $N_m = N_f = N$ を用いた。

6.2 MarlinKinfit

MarlinKinfit とは、Marlin フレームワークに組み込まれた kinematic fit のためのパッケージソフトウェアである。オブジェクト指向の枠組みで kinematic fit を実行することを目的としており、要求する物理過程に対して変数や制約条件、フィッティングアルゴリズムを容易に適応させることが可能である。

6.2.1 構成の基本概念

MarlinKinfit は以下の3つの基本概念によって構成されている。

- Fit Object
- Constraint
- Fitter Engine

これらの概念は、それぞれ異なるクラスによって記述されており、実装のためのインタフェースと具体的なサブクラスを定義する抽象基本クラスを有する。

Fit Object は、ジェットやレプトン、ニュートリノなどのパラメータに関する情報を格納する。具体的には、四元運動量の測定値とフィット後の値、およびそれぞれの共分散行列が記憶される。本研究では JetFitObject というクラスを使用した。これはジェットのエネルギー、極角、方位角の値および誤差の情報をパラメータとして格納する。また、任意でジェットの質量も指定することができ、指定しない場合はジェット質量0として扱う。

Constraint は制約条件を定式化する。制約条件は、Fit Object の物理量の関数であり、制約が満たされていれば0になるような形で記述されなければならない。

Constraint には、大別すると hard constraint と soft constraint がある。hard constraint とは、エネルギー運動量や質量を固定値で制限するものであり、一方 soft constraint は制限にある程度の幅をもたせることを許容する。例えば Z ボソンや W ボソンの質量はブライト・ウィグナー型の分布となるため、理想的には soft constraint を適用すべきであるが、hard constraint に比べ計算の収束性に問題が生じ、Fitter Engine によっては実装が困難なものもある。

Fitter Engine は、Constraint および Fit Object の情報を保持しながら、ラグランジュ未定乗数法に基づくフィッティングのための連立方程式を構築し、近似解法を用いてそれを解く。MarlinKinfit には OPALFitter、NewtonFitter、NewFitter という3種の Fitter Engine が用意されている。異なる Fitter Engine 間の主な相違点は、方程式の解の収束アルゴリズムである。

本研究では、最も基本的な OPALFitter のみを使用する。

6.2.2 OPALFitter

最も基本的な Fitter Engine である OPALFitter について説明する。

OPALFitter は、LEP 実験における OPAL 測定器の解析で使用された WWFIT という fortran のプログラムが基になっており、Marlin での使用のため C++ 言語で記述し直されたものである。近似解法の反復試行を行う際に、制約条件関数のテイラー一次展開式 6.9 を用いることが特徴である。

$$f_i(\vec{\eta}^{\nu+1}, \vec{\xi}^{\nu+1}) = f_i(\vec{\eta}^{\nu}, \vec{\xi}^{\nu}) + \left. \frac{\partial f_i}{\partial \eta_j} \right|_{\eta_j = \eta_j^{\nu}} (\eta_j^{\nu+1} - \eta_j^{\nu}) + \left. \frac{\partial f_i}{\partial \xi_k} \right|_{\xi_k = \xi_k^{\nu}} (\xi_k^{\nu+1} - \xi_k^{\nu}) \quad (6.9)$$

ここで、 ν は反復試行のパラメータである。式 6.9 を用いて、式 6.4~6.6 は以下のように表すことができる。

$$\begin{cases} V_{ij}^{-1}(\eta_j^{\nu+1} - y_j) + \frac{\partial f_k}{\partial \eta_i} \Big|_{\eta_i = \eta_i^\nu} \lambda_k^{\nu+1} = 0 & (i = 1, \dots, N) \end{cases} \quad (6.10)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial f_k}{\partial \xi_i} \Big|_{\xi_i = \xi_i^\nu} \lambda_k^{\nu+1} = 0 & (i = 1, \dots, J) \end{cases} \quad (6.11)$$

$$\begin{cases} f_i(\vec{\eta}^{\nu+1}, \vec{\xi}^{\nu+1}) = 0 & (i = 1, \dots, K) \end{cases} \quad (6.12)$$

この連立方程式は $\vec{\eta}^{\nu+1}, \vec{\xi}^{\nu+1}, \vec{\lambda}^{\nu+1}$ に対して線形なので、解析的に解くことができる。

図 6.2 に OPALFitter のアルゴリズム概念図を示す。

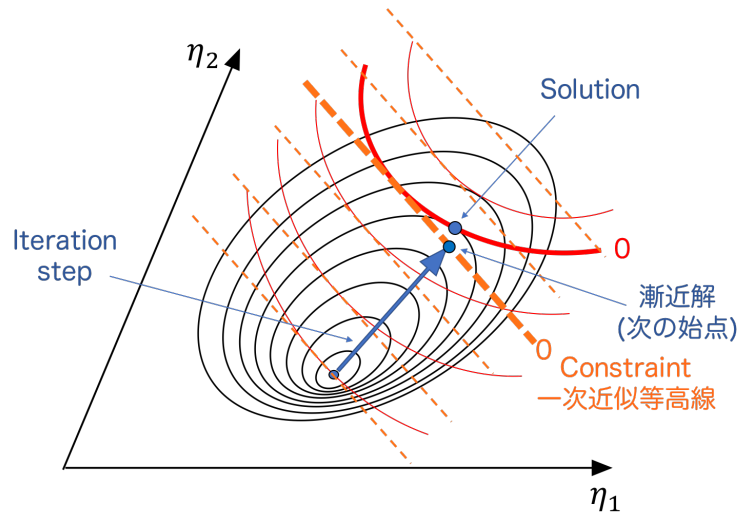


図 6.2: OPALFitter のアルゴリズム

収束条件を満たすまで以下のアルゴリズムに従って計算を繰り返す。

1. (初回のみ) 測定点を初期パラメータに設定する
2. 現在のパラメータにおける制約条件関数の漸化式 (式 6.9) が 0 になる超平面において、 χ^2 が最小になる点を漸近解とし、次の始点パラメータに設定する
3. 収束条件について評価する
4. 収束条件を満たせばパラメータを解だと判断し、満たさなければ再度手順 2 に戻る

ここで、収束条件は以下の 2 つのどちらかを満たすものである。

- χ^2 の変化が 0.01% 以下 かつ F_C の変化が 10^{-3} 以下 かつ $F_C < 10^{-2} \cdot \chi^2$
- 制約条件関数 f がすべて 10^{-6} 以下 かつ 全パラメータの変化が 10^{-6} 以下

6.3 ZH processor の開発

本研究では kinematic fit を Higgs \rightarrow invisible 過程の解析に適用すべく、以下の方針で MarlinKinfit を用いた解析プログラムを構築した。これを ZH processor と呼称する。

2 ジェット不変質量の制約

Higgs \rightarrow invisible 過程の終状態は、Z ボソンから崩壊したクォーク対からなる 2 ジェットと、測定器にかからないヒッグスが持ち去るエネルギーである。つまり、2 ジェットの不変質量が Z ボソン質量に、反跳質量がヒッグスの質量に、それぞれ近い値を示すはずだ。

ここで、運動学的制約をかけられるのは前者に限られる。なぜなら、反跳質量の分布こそ崩壊分岐比の解析において最終的に評価の対象とする物理量であり、こちらに制限をかけてしまうと背景事象について計算した 2 ジェットに対する反跳質量の分布までヒッグス質量近傍にフィッティングされてしまい、信号事象と背景事象の選別が目的に反して不鮮明になると考えられるからだ。

したがって、2 ジェットの不変質量について以下の制約条件関数を課す。

$$m_{jj}^2 - m_Z^2 = (E_{j1} + E_{j2})^2 - (|\vec{p}_{j1}| + |\vec{p}_{j2}|)^2 - (91.2 \text{ [GeV]})^2 = 0 \quad (6.13)$$

Z ボソン質量の分布は本来、その極めて短い寿命に起因する全崩壊幅 ($\Gamma_Z \simeq 2.5 \text{ GeV}$) をもつため、理想的にはその寄与を考慮した soft constraint を課すことが望ましいが、本研究では手始めということもあり hard constraint のみに終始した。soft constraint の実装は今後の最優先課題としたい。

ジェットの質量に関する制約

Fit Object の一つである JetFitObject は、先に述べたように基本的にはジェットのエネルギー、極角、方位角の値をパラメータとして格納し、kinematic fit を行う。この際、ジェットの質量あるいは運動量の設定に自由度が残る。本研究では、フィットの前後でジェットの質量が等しいという制約を課すこととする。

ジェット分解能の実装

5 章で得たジェットのエネルギー、極角、方位角の分解能

$$\sigma_E(E, \cos \theta), \sigma_\theta(E, \cos \theta), \sigma_\phi(E, \cos \theta)$$

を、Fit Object の共分散行列に組み込む。

各種分解能は、測定器モデルとして ILD_l5_v02(ILD_s5_v02) を想定した場合、図 5.7, 5.10, 5.13 (5.8, 5.11, 5.14) からジェットのエネルギーおよび $|\cos \theta|$ の測定値に対応する点の値を取得することによって得られる。

ここで、5 章の結果ではエネルギーについてとびとびの測定点が得られているため、2 点間に位置するエネルギー測定値の情報を得たい際は、そのエネルギー測定値に応じて重み付けされた 2 点間の平均値を取得することにした。例を示すと、仮にジェットのエネルギー測定値が 70 GeV であったとき、取得する分解能 $\sigma(E = 70 \text{ [GeV]})$ は

$$\sigma(70) = \sigma(60) + \frac{70 - 60}{80 - 60}(\sigma(80) - \sigma(60)) \quad (6.14)$$

である。

このようにして、事象ごとに得た各種分解能を Fit Object の誤差に入力することで、kinematic fit にジェット分解能を実装する。

なお、5章で評価したジェットは厳密に言えば uds ジェットのみであり、本来であれば Z ボソンの崩壊によって c ジェットと b ジェットも生じる。これらの実装は今後の課題としたい。

6.4 Higgs \rightarrow invisible サンプルを用いた性能評価

6.4.1 サンプルと測定器モデル

本章において kinematic fit の性能評価に使用したモンテカルロサンプルは、重心系エネルギー 250 GeV の $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow qq(2jet), H \rightarrow invisible$ 過程である (図 3.1)。始状態の電子、陽電子の偏極度は $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (\mp 1.0, \pm 1.0)$ の2種類でおよそ 20000 事象ずつ生成したが、結果に大きな差異はなかったため、評価は $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-1.0, +1.0)$ についてのみ行うこととする。

また、想定した測定器モデルは ILD_o1_v05 である。このモデルは DBD に基づき広く扱われているものであり、5章で使用した開発版の ILD_l5_v02 のオリジナルモデルである。基本的には ILD_o1_v05 と ILD_l5_v02 は同じジオメトリで記述されている。したがって、kinematic fit の際に使用するジェット分解能は ILD_l5_v02 で評価した情報を使用することにする。

6.4.2 評価のための指標

構築した ZH processor の性能評価を行うべく、以下の項目を評価の指標とする。

- 収束率
- 収束するまでの反復試行数
- χ^2 分布
- fit probability

また、以下の項目についてフィット前後の結果およびモンテカルロの結果を比較する。

- Z ボソン質量分布
- 反跳質量分布

6.4.3 結果

収束率

全事象に対して、OPALFitter が収束条件を満たし解が収束したものの割合を収束率と定義する。収束率は、図 6.3 に示す OPALFitter のエラー出力値によって評価する。

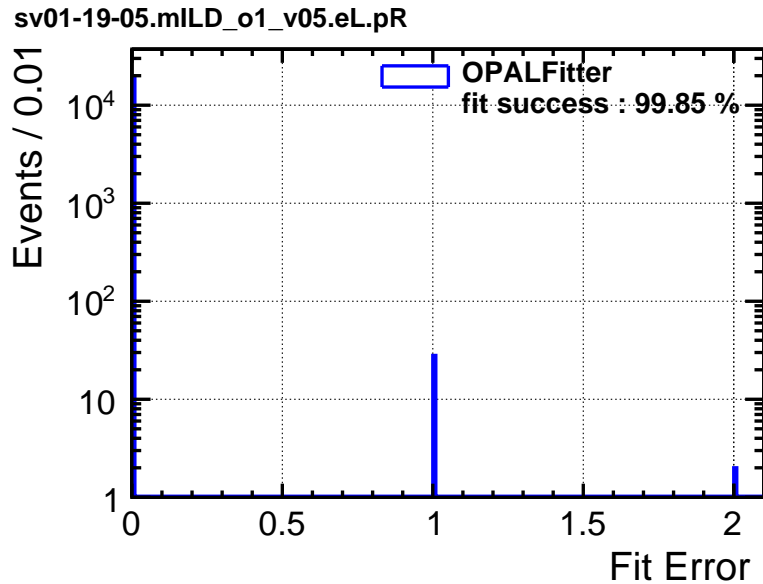


図 6.3: OPALFitter のエラー出力値

エラー出力値 0 は解の収束を意味し、1 は反復試行数が 200 を超えても収束条件に至らなかった事象を、2 は 3 回以上の反復を経ても χ^2 の値が 10000 以上であった事象をそれぞれ意味する。エラー出力値が 1 または 2 であったものは非収束事象とみなし、結果として収束率は 99.84% であった。

以降の評価については、非収束事象を排除して行う。

収束するまでの反復試行数

収束事象における OPALFitter の反復試行数について、図 6.4 にその分布を示す。

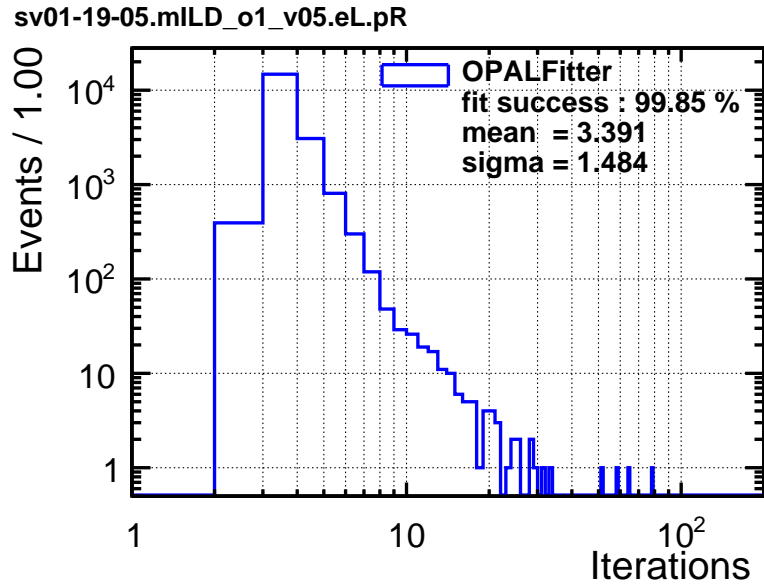
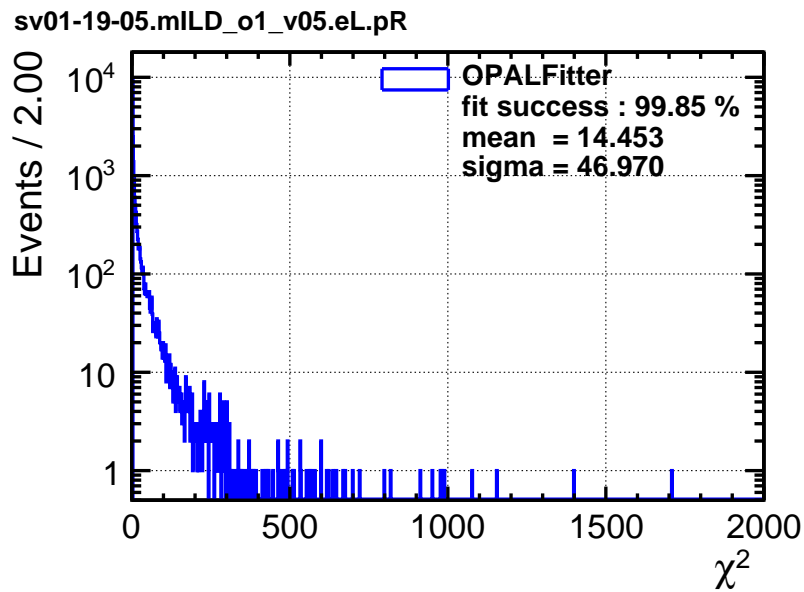


図 6.4: 反復試行数の分布

反復試行数の平均値は 3.4 回であった。

χ^2 分布

フィット後の χ^2 の分布は図 6.5 のようになった。

図 6.5: χ^2 分布

fit probability

fit probability は次の式で定義される。

$$\text{fit probability} = \int_{\chi^2_{result}}^{\infty} f_{\chi^2}(\chi^2; \nu) d\chi^2 \quad (6.15)$$

ここで、 χ^2_{result} はフィットで得られた χ^2 の値であり、 $f_{\chi^2}(\chi^2; \nu)$ は自由度 ν の χ^2 分布を意味する。

fit probability の分布を図 6.6 に示す。

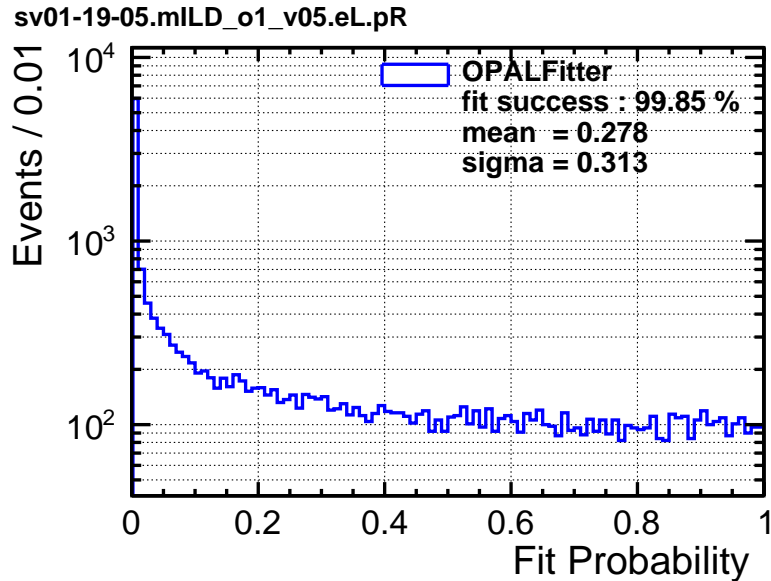


図 6.6: fit probability

正しくフィッティングが行われたときは、fit probability は 0 から 1 まで一様に分布するが、図 6.6 は 0 付近に分布が集中している。この原因として、パラメータの誤差を小さく見積もりすぎている可能性が挙げられる。前章での評価で、エネルギー分解能を 2 ジェットのエネルギーが等しいという近似を用い、ジェットクラスタリングを行わずに導出したこと、RMS90 を用いたことなどにより、パラメータの誤差を過小評価してしまった可能性が考えられる。この問題については、今後の課題として取り組んでいく必要がある。

Z ボソン質量分布

フィット前後の Z ボソン質量分布について、図 6.7 に示す。Hard Constraint を施したため、フィット後の結果 (赤) は $M_Z = 91.2$ GeV 付近に集中していることがわかる。一部の事象がうまくフィットできていないが、これは Fitter Engine の近似計算が原因と考えられる。OPALFitter では制約条件関数をテイラー 1 次展開で近似計算しているが、これは制約条件関数が厳密に 0 でなくとも漸近解が 0 となれば収束条件を満たしてしまうという可能性があり、別の Fitter Engine を用いて結果がどう変わるか確認する必要がある。ただし、次章での解析への応用では事象選別の段階でこれらフィットに問題のある事象は排除されるため、本研究ではここまでの追求とする。

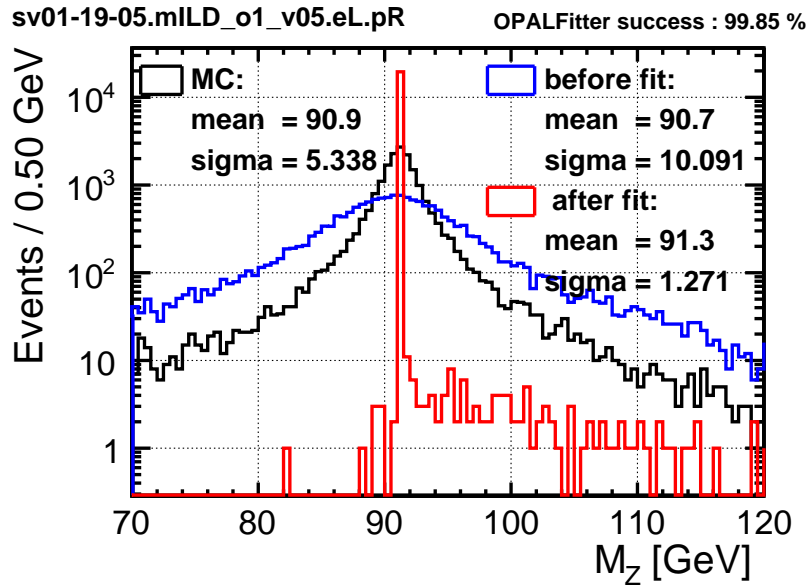


図 6.7: Z ボソン質量分布のフィット前後の比較

反跳質量分布

フィット前後の反跳質量分布について、図 6.8 に示す。また、反跳質量のモンテカルロに対する相対誤差を

$$\text{recoil mass relative error} = \frac{M_{rec}^{result} - M_{rec}^{mc}}{M_{rec}^{mc}} \quad (6.16)$$

と定義し、その分布を図 6.9 に示す。

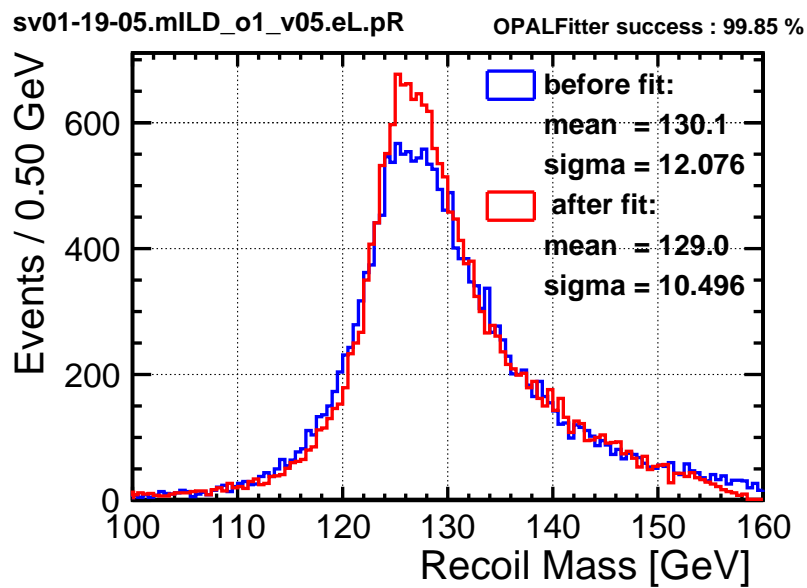


図 6.8: 反跳質量分布のフィット前後の比較

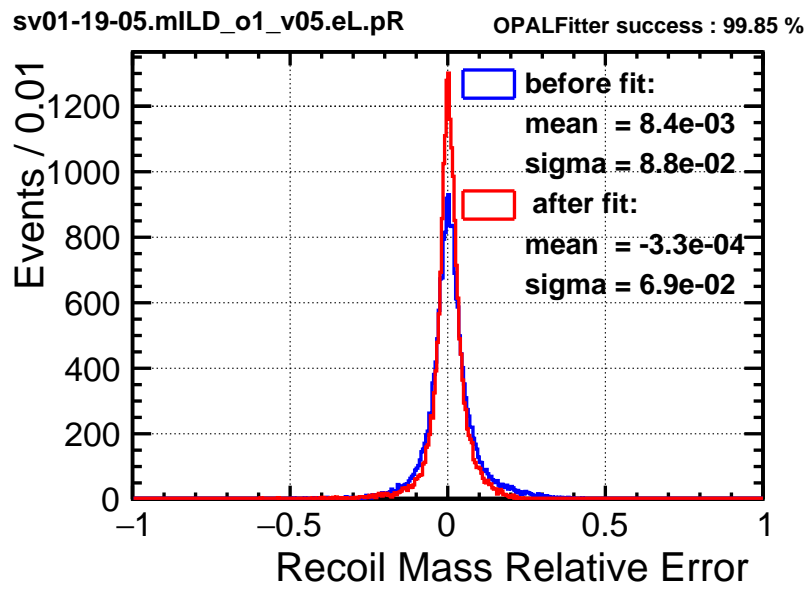


図 6.9: 反跳質量のモンテカルロに対する相対誤差分布のフィット前後の比較

kinematic fit の適用により、反跳質量分解能が 20% 改善した。

第7章 Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の解析

7.1 意義

本解析は、標準理論を超える新物理探索の有力な手法のひとつである。標準理論のもとでは、ヒッグスが完全に測定不可能な粒子へと崩壊するのは $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\nu$ という過程に限られ、その崩壊分岐比は 0.1%程度であると予想されている。もし実際の Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比測定で有意な超過が確認されれば、それは標準理論を超える新物理が存在する確たる証拠となる。Higgs \rightarrow invisible 過程について、標準理論の予想と新物理における可能性との対比を図 7.1 に示す。

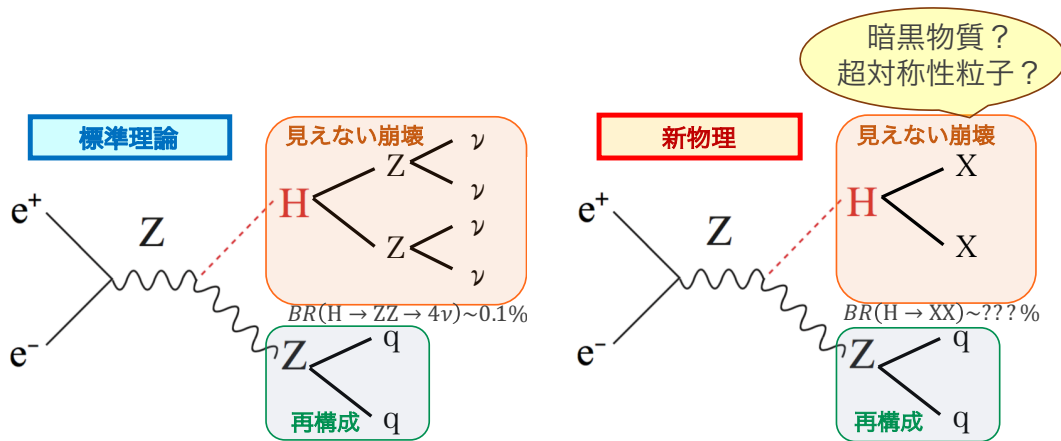


図 7.1: Higgs \rightarrow invisible 過程による新物理探索の可能性

現状では、LHC の CMS 実験で得られたデータから Higgs \rightarrow invisible 崩壊の分岐比は 95%の信頼水準 (CL) で 24%という上限が設けられている [23]。ハドロン衝突型である LHC では、膨大な背景事象のために精度の高い上限評価は困難であるが、ILC 実験では QCD 由来の背景事象が抑制され、なおかつ電子・陽電子の偏極を制御することで特定の事象を抽出、抑制することもできる。したがって ILC 実験では非常に精密な測定が可能であり、新物理探索にも高い感度があると期待されている。先行研究 [10] では、 $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ 、 $\int Ldt = 250 \text{ fb}^{-1}$ の条件かつ $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$ で 0.95%、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$ で 0.69%という崩壊分岐比の 95%CL 上限が得られている。

本研究では、ILD 検出器におけるシミュレーションを行い、標準理論下での Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の 95% CL での上限を定め、ILC 実験における新物理探索の具体的な指標を与えることを目的とする。また、前章で評価した kinematic fit を実装することで結果の向上を目指す。

7.2 信号事象の特徴と主要な背景事象

本章における信号事象は、6章でも扱ったZH 随伴生成過程における終状態2ジェットの Higgs → invisible 過程である。確認のため再度ファインマン・ダイアグラムを図7.2に再掲する。

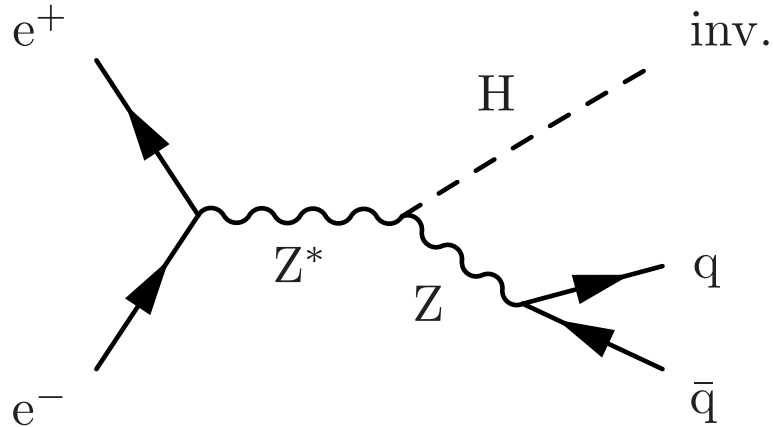


図 7.2: 信号事象のファインマン・ダイアグラム

この物理事象の特徴を以下に列挙する。

- 終状態として2つのジェットと測定器で捉えられないエネルギー欠損が生じる
- 2ジェットをまとめた不変質量がZ ボソン質量となる
- 2ジェットの反跳質量がヒッグス質量となる
- s チャネル過程であり、ヒッグスとZ ボソンの崩壊方向は偏りをもたない

これらの特徴をふまえて、全事象から信号事象を残し背景事象を排除していく。信号事象と特徴の異なる背景事象は7.5節でほとんど排除することができるが、中には信号事象と共通の特徴をもつ背景事象も存在し、完全に排除しきるのは困難を極める。このような背景事象を“主要な背景事象”と呼称する。本研究における主要な背景事象のファインマン・ダイアグラムを図7.3に列挙する。

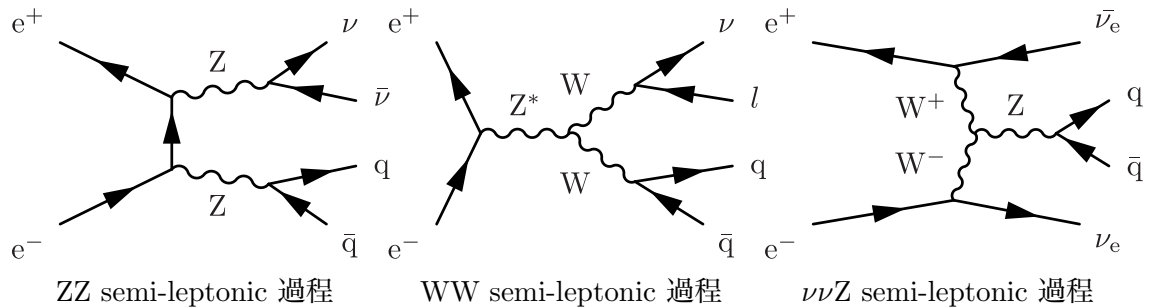


図 7.3: 主要な背景事象のファインマン・ダイアグラム

7.3 シミュレーション条件

本章のシミュレーションは以下の条件で行った。

- 物理事象生成： WHIZARD 1.95
- モンテカルロサンプル： DBD サンプル + Dirac サンプル ($e^+e^- \rightarrow qqH, H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\nu$)
- 測定器モデル： ILD_o1_v05
- 重心系エネルギー： $\sqrt{s} = 250$ GeV
- スピン偏極度： $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (\mp 0.8, \pm 0.3)$
- 積分ルミノシティ： $\int Ldt = 250 \text{ fb}^{-1}$ of each pol.
- 事象選別の際に想定した信号事象崩壊分岐比： $\text{BR}(H \rightarrow \text{inv.}) = 10\%$
- MarlinKinfit： OPALFitter

生成したモンテカルロサンプルのうち、DBD サンプルには標準理論にもとづく全過程が含まれており、Dirac サンプルには信号事象となる $e^+e^- \rightarrow qqH, H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\nu$ のみが含まれている。本研究における主要なサンプルの詳細を表 7.1 に記載する。なお、other bkg には、標準理論下でのジェネレータレベルで終状態が2粒子あるいは4粒子となる残り全ての物理過程が含まれる。

また、電子・陽電子の偏極度も DBD の要求値である上記の2種を想定し、前者を“左巻き偏極”、後者を“右巻き偏極”と呼称することにする。サンプルは完全偏極の4種 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (\pm 1.0, \mp 1.0), (\pm 1.0, \pm 1.0)$ で生成されており、これらを特定の比率で混成させることにより左巻き偏極および右巻き偏極の統計を作り出している。

表 7.1: 生成したモンテカルロサンプル

サンプル名	生成断面積 [fb^{-1}]		生成事象数	
	左完全偏極	右完全偏極	左完全偏極	右完全偏極
qqH, $H \rightarrow \text{inv.}$ (BR = 10%)	34.6	22.2	19701	19900
qqH (SM)	346.0	222.0	346336	222351
ZZ semi-leptonic	1422.1	713.5	356461	178635
WW semi-leptonic	18781.0	172.7	1919148	43501
$\nu\nu Z$ semi-leptonic	456.8	130.8	114516	32998
other bkg	223851	114716	17312470	

左完全偏極： $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-1.0, +1, 0)$

右完全偏極： $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+1.0, -1, 0)$

7.4 解析の流れ

シミュレーションの手順は4章4.2節に従う。本研究における物理解析のセクションについて、以下にその流れをまとめる。

孤立レプトン選別 [24]

背景事象の中には、高いエネルギー運動量をもつレプトンを終状態に有するものがある。そのようなレプトンを“孤立レプトン”と呼ぶことにする。孤立レプトンは主に、Z ボソンや W ボソンのレプトニック崩壊によって生じ、他のレプトンの中からそれらを選別することができれば、それは物理過程を特定するための大きな手がかりになる。特にミュオンについてはエネルギー運動量分解能が高く、非常に鮮明な選別が可能である。一方、電子のエネルギー測定はカロリメータで行うため、ミュオンに比べて分解能が劣る。加えて電子は制動放射による光子の放出でエネルギーを失うため、放出された可能性の高い光子を見つけ出しそれらのエネルギー運動量を元の電子に還元するという“リカバリ”というプロセスを実行する必要がある。

本解析の信号事象は孤立レプトンをもたないので、後段の背景事象排除プロセスにおいて孤立レプトン数が0であることを要求する。

2 ジェットクラスタリング

これまでと同様に、Durham アルゴリズムを用いてジェットクラスタリングを行う。ここではすべての事象に対して強制的に2ジェットまでクラスタリングを実行する。つまり、仮に終状態がモンテカルロにおいて4ジェットであろうと2レプトンだろうと、Durham アルゴリズムで2つのジェットになるまで再構成粒子を束ね続ける。

kinematic fit

前段で束ねた2つのジェットに対して、前章で最適化した kinematic fit を行う。Fitter Engine は OPALFitter を使用し、Constraint は Z ボソン質量の制約と各ジェットの質量を保存する制約を課す。なお、最終的に kinematic fit による効果を確認するため、次段には kinematic fit 適用前と適用後のそれぞれの情報を渡す。

事象選別・背景事象排除

以下の物理量についてカット条件を設定し、信号事象の抽出と背景事象の排除を行う。

1. 孤立レプトン数
2. 再構成粒子数
3. 2ジェット横運動量
4. 2ジェット不変質量
5. 2ジェット極角
6. 反跳質量
7. 多変量解析

なお、kinematic fit による比較の際、適用後の情報を使用するのは反跳質量の分布のみで、その他の物理量については適用前の情報を使用する。つまり、1～5の条件は kinematic fit の有無によって影響を受けず、6以降の結果に変化が現れることになる。

Higgs → invisible 崩壊分岐比上限の推定

統計手法を用いて、Higgs → invisible 過程の崩壊分岐比の95%信頼水準の上限を推定する。本研究では、上限推定のためにテンプレート手法という統計手法を使用した。

7.5 背景事象排除の詳細

本節において、背景事象排除のための各カットの詳細を見ていく。

7.5.1 孤立レプトン数

孤立レプトン選別において孤立レプトンであると判断された再構成粒子の数を N_{lep} とする。 N_{lep} の分布を図 7.4 に示す。

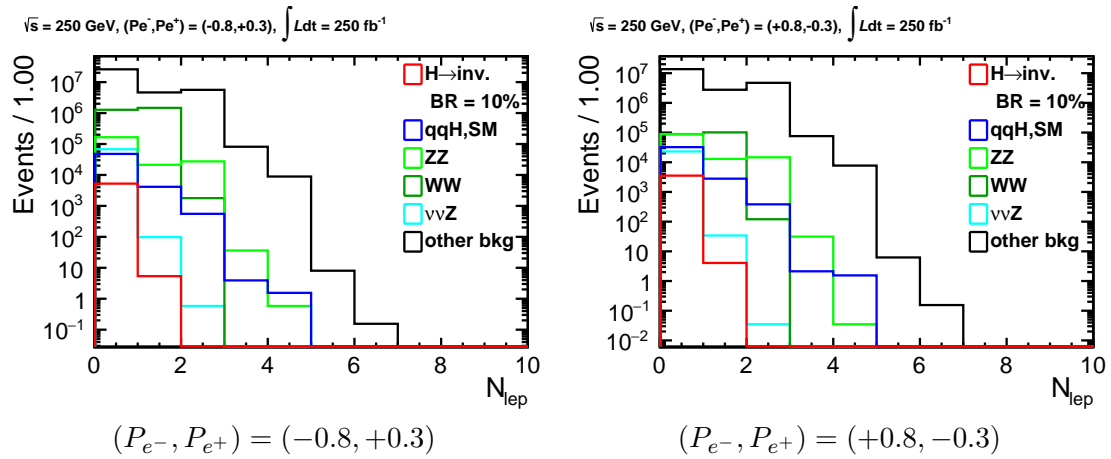


図 7.4: 孤立レプトン数の分布

信号事象は孤立レプトンを有さないはずであるので、 $N_{lep} = 0$ を要求する。信号事象の中に $N_{lep} = 1$ となるものが存在するが、これは孤立レプトン選別の間違いによるものと考えられる。その事象数は全体に対して僅かであり、また $N_{lep} = 1$ である背景事象は膨大であるので、 $N_{lep} = 1$ は排除したほうが効率がよいと判断した。

7.5.2 再構成粒子数

PFA で再構成された粒子群を、Particle Flow Objects(PFO) と呼ぶ。1 事象内の PFO の総数 N_{pfo} の分布を図 7.5 に、また PFO の中で TPC に飛跡を残したもの、つまり電荷をもつ PFO の総数 $N_{charged}$ の分布を図 7.6 にそれぞれ示す。

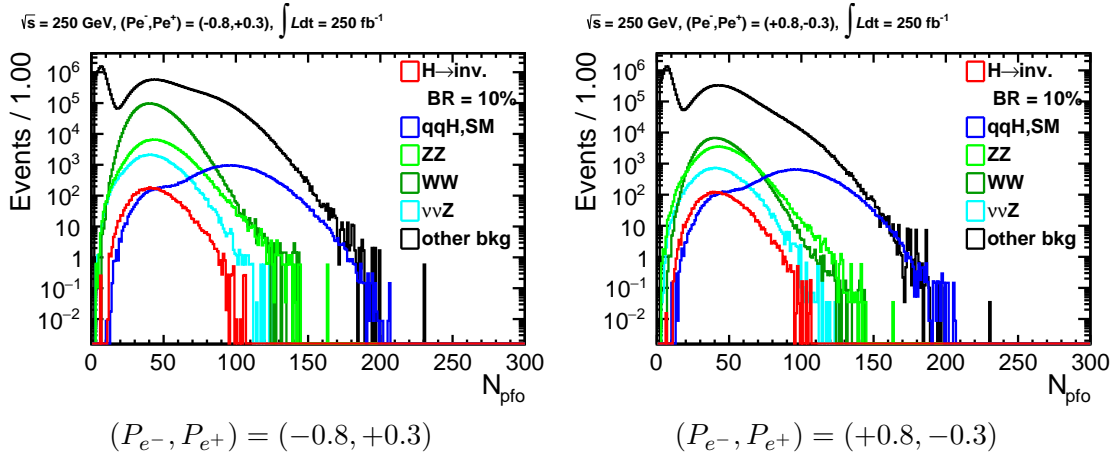


図 7.5: PFO 総数の分布

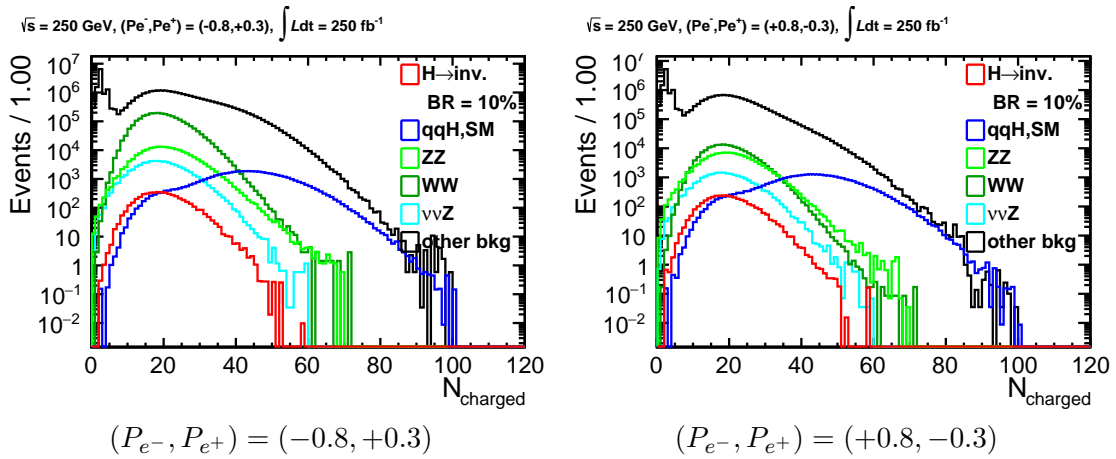


図 7.6: 荷電 PFO 総数の分布

信号事象は2つのジェットを終状態にもつので、PFOの総数もある程度多くなるはずであり、一方背景事象の中には終状態がレプトンのみであるものも存在し、ジェット事象に対してPFOの総数は少なくなると予想される。ここでは、 $N_{pfo} > 15$ および $N_{charged} > 6$ を要求する。

7.5.3 横運動量

横運動量 (Transverse Momentum) とは、粒子の運動量のビーム軸に垂直な成分を指し示す。ここでは2ジェットの合成横運動量 p_{Tjj} についてカット条件を設定する。図 7.7 に横運動量の分布を示す。

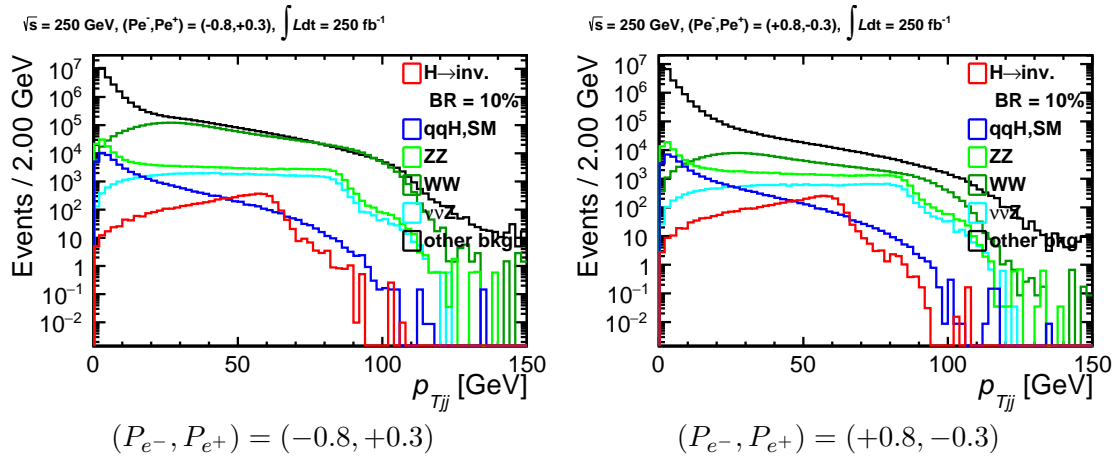


図 7.7: 2 ジェット合成横運動量の分布

信号事象において、2 ジェットの合成運動量は理想的には Z ボソンの運動量に等しく、横運動量も同様である。s チャネル過程である信号事象は、重心系において Z ボソンの運動量ベクトル方向に特定の偏りをもたず一様であり、さらに信号事象はヒッグスと Z ボソンへの 2 体崩壊であるから、それぞれの質量の情報を用いてエネルギー運動量保存則から両者の運動量の大きさは一意に決定できる¹。したがって、Z ボソンの横運動量は最大値をもち、その最大値は Z ボソン運動量の大きさに等しい。また、横運動量が大きくなるほど取りうる立体角が大きくなり、統計量も増加する。

一方、背景事象の中で $e^+e^- \rightarrow qq$ のような過程では 2 ジェットが互いに反対方向を向くので、合成運動量は 0 に近い値となり横運動量も小さな値をとる。また、主要な背景事象である ZZ semileptonic 過程は合成運動量が Z ボソン運動量に近くはなるものの、t チャネル過程であるから Z ボソンの方向はビーム軸付近に偏りをもち、よって横運動量は結果的に小さな値をとりやすくなる。

したがって、カット条件として $p_{Tjj} \in (20, 80)\text{GeV}$ を課す。

7.5.4 不変質量

図 7.8 に 2 ジェット不変質量の分布を示す。信号事象においては不変質量は Z ボソン質量 $M_Z = 91.2 \pm 2.5 \text{ GeV}$ に相当する。カット条件として $M_{jj} \in (80, 100)\text{GeV}$ を課す。

¹実際には質量分布の幅やビームエネルギーのばらつきによって運動量も幅のある分布になる

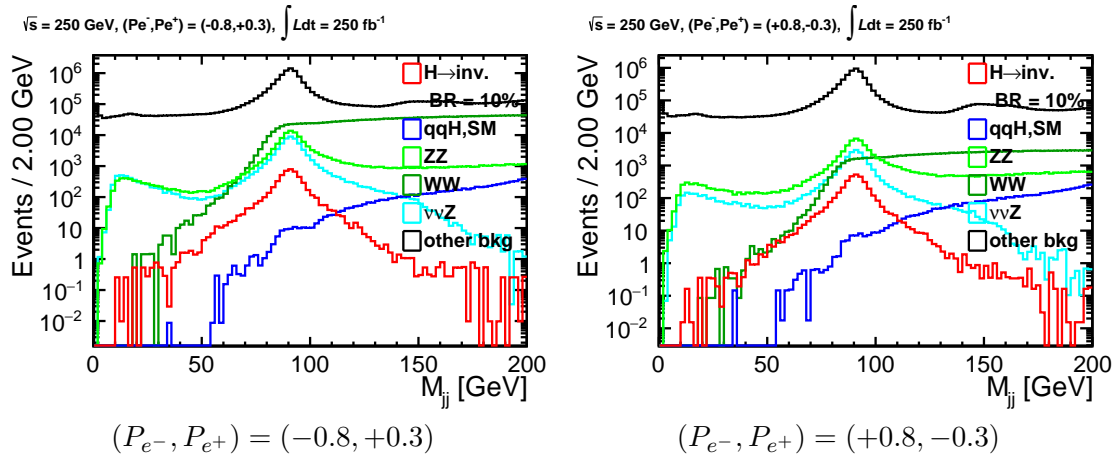


図 7.8: 2 ジェット不変質量の分布

7.5.5 極角

図 7.9 に 2 ジェット合成運動量の極角方向の分布を示す。ビーム前方に集中する t チャンネル由来の背景事象を除去するため、 $|\cos \theta_{jj}| < 0.9$ カットを施す。

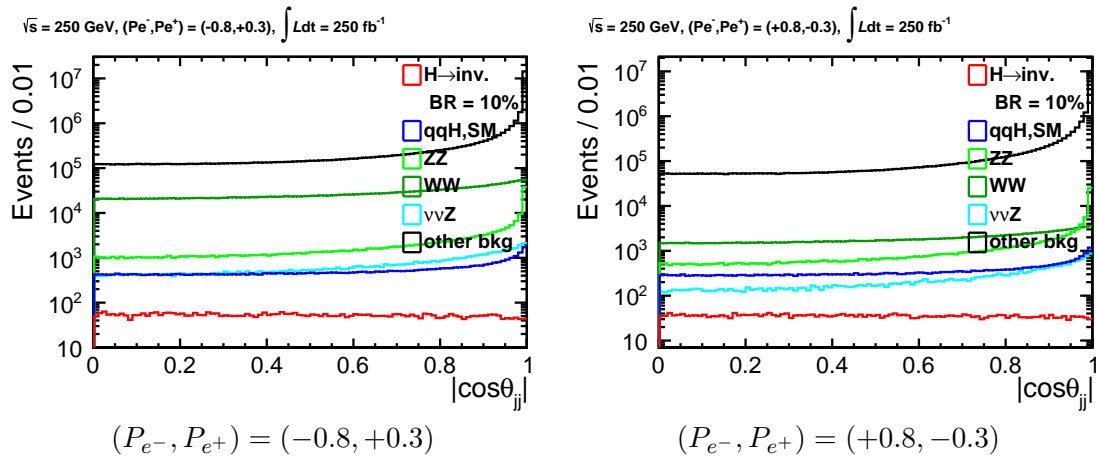


図 7.9: 2 ジェット合成ベクトルの極角の分布

7.5.6 反跳質量

反跳質量の分布を以下に示す。図 7.12 は kinematic fit 適用前の分布であり、図 7.13 は適用後の分布である。

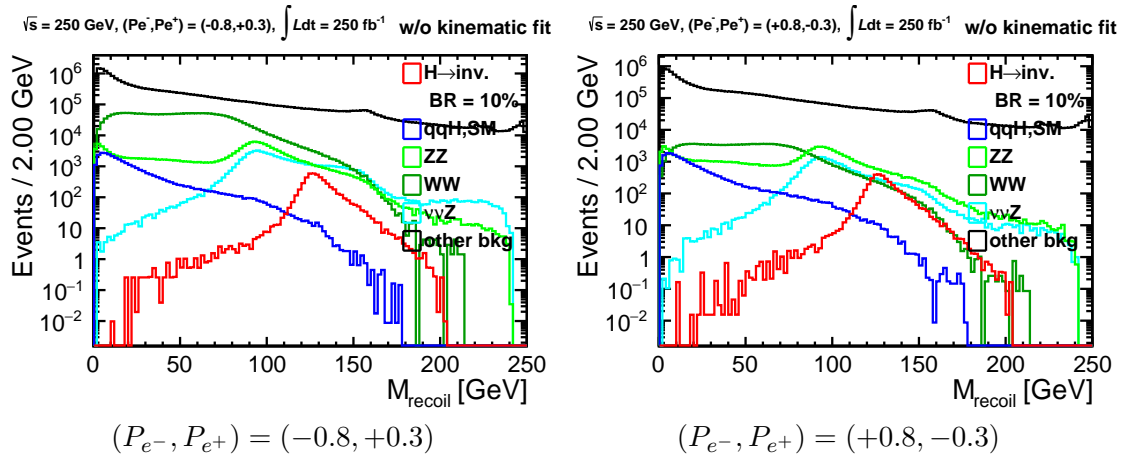


図 7.10: kinematic fit を適用していない反跳質量の分布

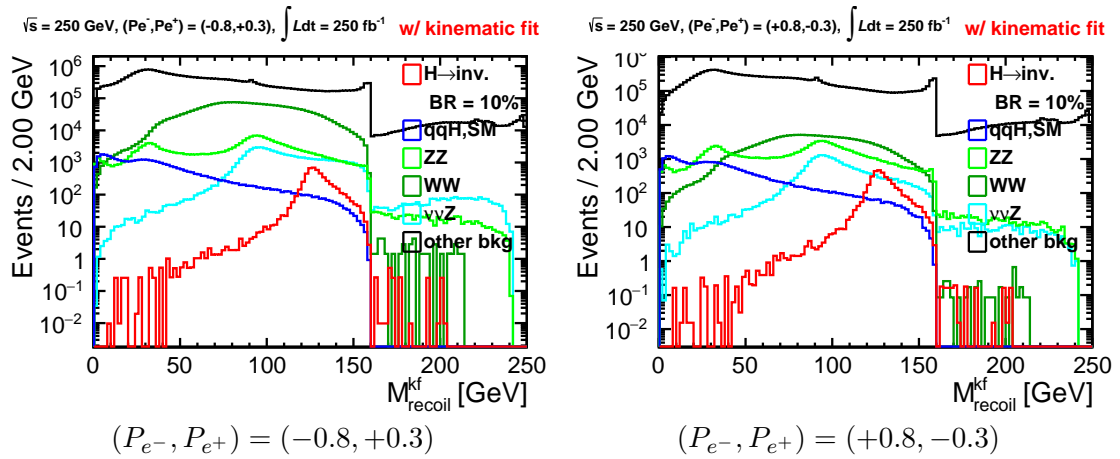


図 7.11: kinematic fit を適用した反跳質量の分布

7.5.7 多変量解析

事象選別を最適化すべく、多変量解析を行った。使用したアルゴリズムは Boosted Decision Tree(BDT) 法である。Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT(TMVA)[25] というソフトウェアツールキットを用いた。入力した変数は、2 ジェット不変質量、極角および各ジェットの極角の 4 変数である。

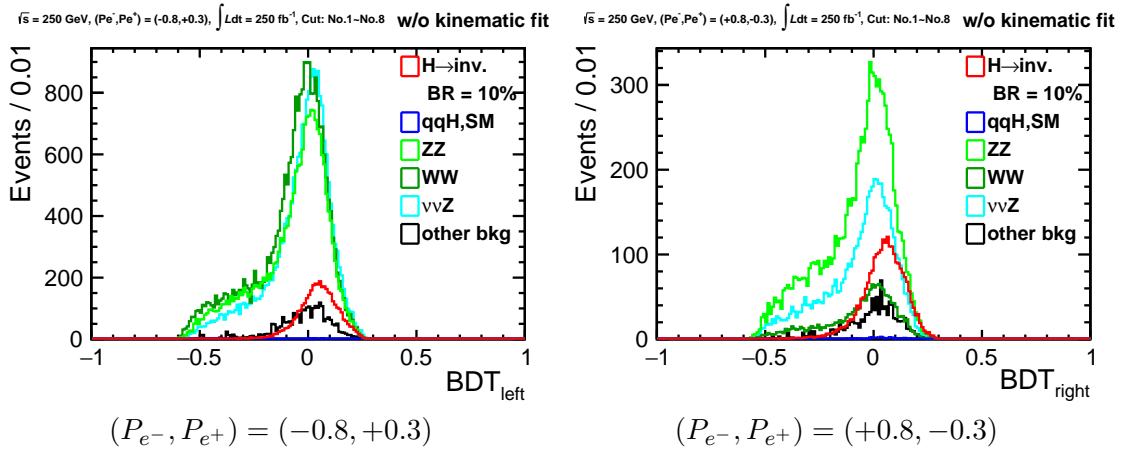


図 7.12: kinematic fit を適用していない BDT 変数の分布

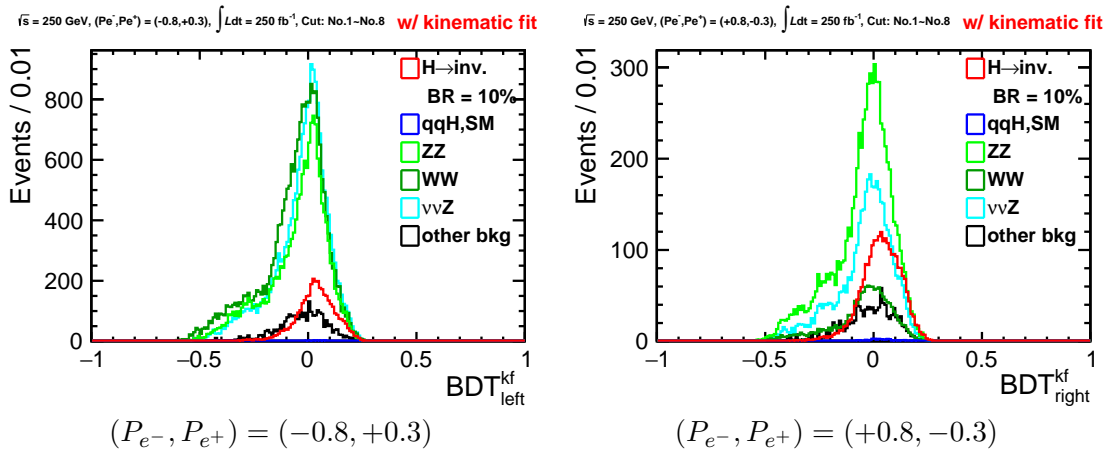


図 7.13: kinematic fit を適用した BDT 変数の分布

7.6 事象選別の結果

事象選別の結果をまとめる。

kinematic fit の有無によらない事象選別の共通部分におけるカット条件と背景事象排除の結果を、左巻き偏極について表 7.2 に、右巻き偏極について表 7.3 にそれぞれ示す。

選別の有効性の指標として、以下の有意度 (significance) を導入する。

$$\text{significance} = \frac{N_s}{\sqrt{N_s + N_b}} \quad (7.1)$$

つまり、有意度が大きいほど精度のより高い事象選別が行われたことを意味する。

表 7.2: 事象選別の結果 (共通部分、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$)

カット条件	有意度	信号事象	全背景事象	ZZ	WW	$\nu\nu Z$	other bkg
No Cut	0.84	5255	3.93×10^7	214211	2748230	67952	3.63×10^7
$N_{lep} = 0$	1.00	5249	2.74×10^7	165399	1276030	67853	2.59×10^7
Pre-Cut	7.54	5026	439363	35027	69535	33852	300949
$N_{pfo} > 15 \& N_{charged} > 6$	9.66	4947	256873	34332	67457	33236	121848
$p_{Tjj} \in (20, 80)\text{GeV}$	12.48	4688	136149	30207	56149	29166	20627
$M_{jj} \in (80, 100)\text{GeV}$	13.50	3919	80266	23533	29210	23675	3848
$ \cos\theta_{jj} < 0.9$	13.94	3768	69199	20457	24817	21246	2679

表 7.3: 事象選別の結果 (共通部分、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$)

カット条件	有意度	信号事象	全背景事象	ZZ	WW	$\nu\nu Z$	other bkg
No Cut	0.76	3549	2.16×10^7	116792	189591	23127	2.13×10^7
$N_{lep} = 0$	0.95	3545	1.39×10^7	89111	88065	23092	1.37×10^7
Pre-Cut	7.33	3391	210605	16373	4918	8970	180344
$N_{pfo} > 15 \& N_{charged} > 6$	10.03	3331	106837	16028	4773	8786	77250
$p_{Tjj} \in (20, 80)\text{GeV}$	15.59	3144	37369	14018	4022	7793	11536
$M_{jj} \in (80, 100)\text{GeV}$	17.17	2632	20815	10828	2087	6121	1779
$ \cos\theta_{jj} < 0.9$	17.81	2535	17670	9387	1806	5373	1104

以降の節において、kinematic fit による結果の差異を比較する。

7.6.1 左巻き偏極

左巻き偏極での結果を以下に示す。kinematic fit により、信号事象数の増加と有意度の改善が見て取れる。

表 7.4: 事象選別の結果 (kinematic fit 非適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$)

$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$		w/o kinematic fit					
カット条件	有意度	信号事象	全背景事象	ZZ	WW	$\nu\nu Z$	other bkg
共通部分	13.94	3768	69199	20457	24817	21246	2679
$M_{recoil} \in (100, 160)\text{GeV}$	13.95	3765	69002	20438	24748	21174	2642
BDT > -0.0718	15.54	3388	44086	12604	14941	14676	1865

表 7.5: 事象選別の結果 (kinematic fit 適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$)

$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$		w/ kinematic fit					
カット条件	有意度	信号事象	全背景事象	ZZ	WW	$\nu\nu Z$	other bkg
共通部分	13.94	3768	69199	20457	24817	21246	2679
$M_{recoil} \in (100, 160)\text{GeV}$	15.10	3766	58404	15873	21289	18665	2577
BDT > -0.0867	16.26	3425	40893	11086	14030	13903	1874

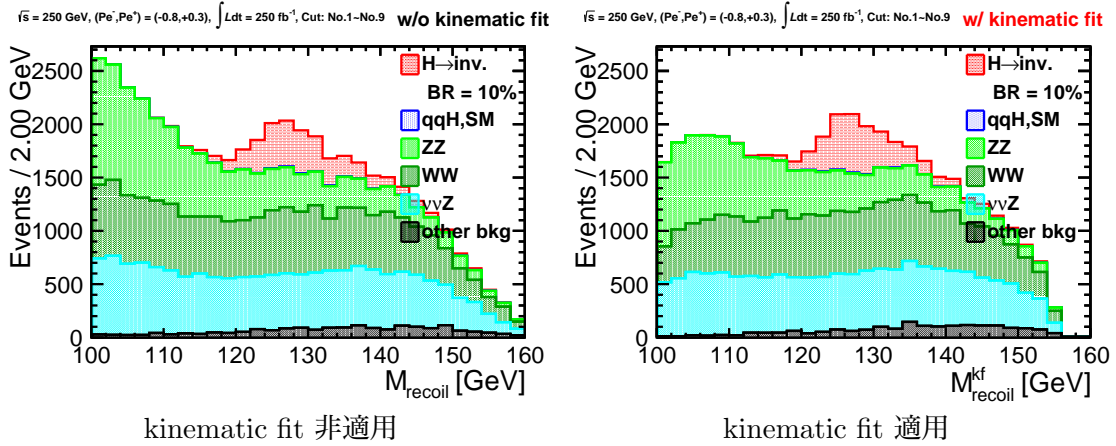


図 7.14: 最終的な反跳質量の分布 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$

7.6.2 右巻き偏極

右巻き偏極での結果を以下に示す。偏極による WW semi-leptonic 事象の抑制の効果で、左巻き偏極より高い有意度が得られている。左巻き偏極の結果と同様に、kinematic fit により信号事象数の増加と有意度の改善が見て取れる。

表 7.6: 事象選別の結果 (kinematic fit 非適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$)

$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$ w/o kinematic fit

カット条件	有意度	信号事象	全背景事象	ZZ	WW	$\nu\nu Z$	other bkg
共通部分	17.81	2535	17670	9387	1806	5373	1104
$M_{recoil} \in (100, 160)\text{GeV}$	17.83	2532	17598	9376	1800	5366	1056
BDT > -0.0840	19.72	2298	11231	5800	1170	3463	798

表 7.7: 事象選別の結果 (kinematic fit 適用、 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$)

$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$ w/ kinematic fit

カット条件	有意度	信号事象	全背景事象	ZZ	WW	$\nu\nu Z$	other bkg
共通部分	17.81	2535	17670	9387	1806	5373	1104
$M_{recoil} \in (100, 160)\text{GeV}$	19.61	2533	14104	7196	1549	4274	1085
BDT > -0.1162	20.81	2395	10806	5431	1187	3318	870

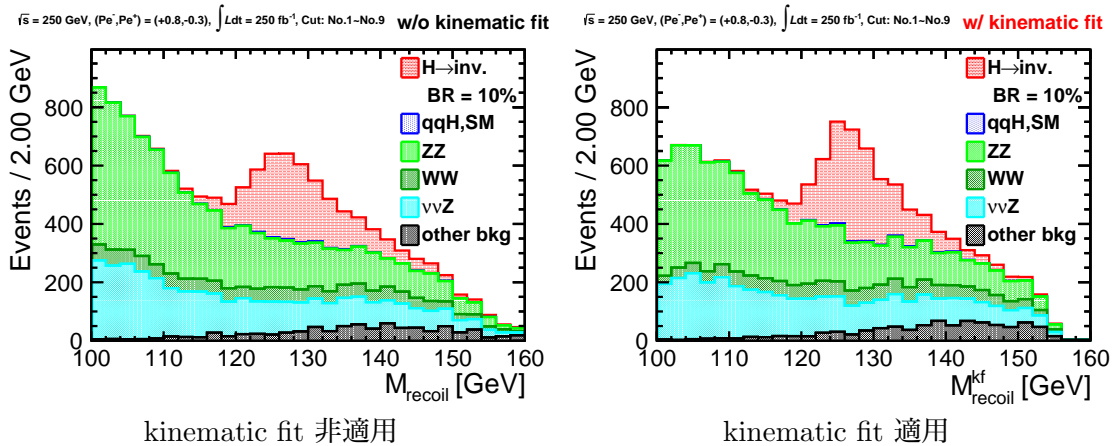


図 7.15: 最終的な反跳質量の分布 $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$

7.7 Higgs → invisible 崩壊分岐比上限の推定

前章の反跳質量分布の最終結果より、Higgs → invisible 崩壊分岐比の標準理論における上限値を 95% CL で推定する。なお、ここでの Higgs → invisible 崩壊分岐比と標準理論における $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\nu$ 過程による崩壊分岐比は別枠で取り扱う。つまり、標準理論のもとで Higgs → invisible 崩壊分岐比の母平均を 0% と想定することとする。

7.7.1 テンプレート法

95% CL の Higgs → invisible 崩壊分岐比上限を推定する手段として、本研究では“テンプレート法”という統計手法を用いる。この手法は、推定したい物理量の想定値を変えたテンプレートサンプルをいくつか用意し、それらのサンプルでのシミュレーションと実際の実験それぞれの結果を照らし合わせることで対象の物理量を推定するというものである。

本研究における推定の具体的な流れは以下の通りである。

1. Higgs → invisible 崩壊分岐比を $\mu = [1, 2, \dots, 10]\%$ と想定した 10 種のテンプレートサンプルを作成する
2. 7.4 節、7.5 節にしたがい事象選別を行う
3. 事象選別後の反跳質量分布の選択領域 ($M_{recoil} \in (120, 140)\text{GeV}$) に含まれる事象数 $N_{s+b}(\mu)$ を取得する
4. 手順 3 で取得した事象数をパラメータとしたポアソン分布の、95% CL の下限の事象数 $N_{limit}(\mu)$ を取得する
5. μ vs $N_{limit}(\mu)$ のプロットをフィッティングして較正直線を作成する
6. 実験結果における手順 3 選択領域内の事象数を取得し、手順 4 の較正直線によって崩壊分岐比 95% CL 上限に変換する

なお、手順 6 の実験結果に相当するものとして、本研究では標準理論想定、つまりシミュレーションで得た背景事象のみの分布を用いる。

7.7.2 結果

表 7.8 が Higgs → invisible 崩壊分岐比 95% CL 上限の推定結果である。なお、誤差については統計誤差のみを評価した。系統誤差の評価は今後の課題としたい。

表 7.8: Higgs → invisible 崩壊分岐比上限推定の結果

UL of BR [%] (95% CL)	$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$	$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$
w/o kinematic fit	0.89 ± 0.44	0.63 ± 0.32
w/ kinematic fit	0.84 ± 0.42	0.59 ± 0.29

結果から明らかであるが、kinematic fit を用いることによって上限を 0.05% 程度厳しく評価することができた。この結果は kinematic fit の有効性を示す重要な指標のひとつである。

第8章 結論と今後の課題

8.1 結論

本研究では、ILC 実験に向けて、ILD 測定器モデルを用いたシミュレーションを行った。

まず、現在開発中の2種類の測定器モデルについてジェットエネルギー分解能のエネルギー依存性および極角依存性評価を行った。その結果、エネルギー依存性に関して、30 GeV 以下のジェットについてはモデル間のエネルギー分解能の差はほとんどないが、30 GeV を超えるエネルギーになると差が顕著となることが確認された。また、極角依存性についてはモデル間の差異は微小であったが、エンドキャップ部分はバレル部分に対して分解能の劣化が見られた。kinematic fit に組み込むためにジェットの角度分解能についても同様の評価を行ったが、エネルギー分解能に対して非常に精度がよく、またモデル間の差異もほとんどみられなかった。

続いて、ジェット事象の解析性能向上を目指し、kinematic fit を構築した。特筆すべきは、ジェット分解能の評価結果を実装することでフィッティングの精度を向上させることである。MarlinKinfit というソフトウェアを使用し、Higgs \rightarrow invisible 過程への適用を目指した。結果として、2ジェット不変質量がZ ボソン質量に等しくなるという厳しい制約を課したことでZ ボソンの自然幅を再現できなかったものの、反跳質量分解能には20%の改善がみられた。

さらに、kinematic fit を実際の物理解析に適用した結果をみるため、Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の上限評価を行った。kinematic fit によって信号事象は分布の幅が狭まり、一方背景事象は削減されることが確認できた。最終的に、kinematic fit を適用し Higgs \rightarrow invisible 崩壊分岐比の95% CL 上限を0.05%程度引き下げることができた。これは既存の解析で最高感度の結果である。

8.2 今後の課題

ジェットエネルギー分解能評価については、エンドキャップ部分およびバレル部分との境界で大きく異なるふるまいをすることがわかったので、その領域に集中したさらなる評価を行う必要があり、具体的には統計量の増加を検討している。また、本研究では2ジェットのエネルギーが等しいという近似の下で、ジェットクラスタリングを用いず導出したエネルギー分解能の評価を行ったため、過小評価してしまった可能性が考えられる。ジェットクラスタリングを用いた、より信頼性の高い評価を行う必要がある。さらに、今回はuds混合ジェットの評価であったので、より詳細を知るためにcジェット、bジェットの評価と、udsそれぞれを分けた評価を行いたい。

kinematic fit については課題山積である。フィットの精度を示す fit probability を改善するためにパラメータの誤差のスケールを調整する必要があると同時に、制約に soft

constraint を組み込み Z ボソン質量分布の自然幅を再現したい。soft constraint の実装のためには、今回使用した OPALFitter は適しておらず、NewtonFitter 等の新たなアルゴリズムを試す必要がある。また、異なるアルゴリズムによる非収束事象の変化も確認しなければならない。

ゆくゆくは、Higgs \rightarrow invisible 過程にとどまらない汎用的な kinematic fit の開発を行いたい。

付録A Appendix

A.1 Particle Flow Algorithm

Particle Flow Algorithm(PFA)は、検出器で捉えた粒子を識別してジェットエネルギー分解能の向上を図る、粒子の再構成手法である。

従来のようなカロリメータの情報をもとにエネルギー測定を行う手法では、72%に相当する粒子がハドロンカロリメータで測定される。ハドロンカロリメータは他の検出器と比較してエネルギー分解能が悪く、したがって全体のジェットエネルギー分解能の悪さに大きく影響している。この方法では $55\%/\sqrt{E}$ 程度の分解能を得るに留まっている。

ILCの目標分解能を達成するために採用されるのがPFAである。過去のLEP実験の測定結果から、ジェットの構成要素は荷電ハドロンを主要素とする荷電粒子が62%、光子が27%、長寿命の中性ハドロンが10%、そしてニュートリノが1.5%程度であるということが判明している。それぞれの粒子種別毎になるべく良いエネルギー分解能を持った検出器をあてがうことで、全体のジェットエネルギー分解能を向上させるのがPFAの考え方である。まず、荷電粒子に対しては飛跡検出器が非常に良い分解能を持っているため、 π^\pm 粒子を中心とする荷電ハドロンと安定な荷電レプトンは飛跡検出器の情報を元にエネルギーを再構成する。そして、残りの中性粒子のうち光子は電磁カロリメータで測定し、最後に中性ハドロンによるハドロンシャワーをハドロンカロリメータで測定することで、すべての種類の粒子に対してエネルギーを再構成することができる。従来のエネルギー測定とPFAの比較を図A.1に示す。

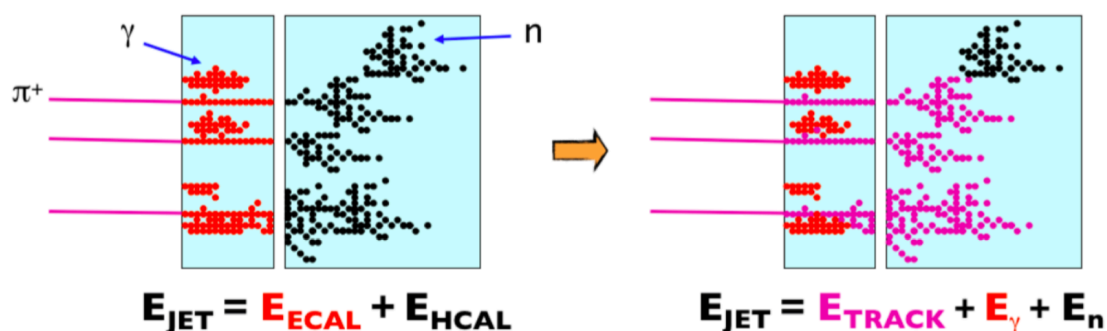


図 A.1: 従来のエネルギー測定 (左) と PFA(右) の比較

PFAの主要な課題は、カロリメータの測定エネルギーを正しく粒子に割り当てることである。例えば、電磁カロリメータ内において光子と電子の電磁シャワーを分離できない場合や、荷電ハドロン由来の電磁シャワーを光子のシャワーと誤って認識してしまうような場合に問題となる。そのため、カロリメータ内のシャワーを3次元的に分割することが非常に重要であり、ジェットエネルギーの測定精度はカロリメータの精細度を上げる事で

改善できる。

A.2 Durham Jet Clustering Algorithm

Durham アルゴリズムは、レプトン型加速器実験において最も一般的なジェットクラスタリングのアルゴリズムである [20]。

次式の粒子間距離 y_{ij} を定義し、この距離が近い粒子同士をまとめて pseudojet と呼ばれる仮のジェットを組み上げていく。

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{Q^2} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $E_{i(j)}$ は粒子 $i(j)$ のエネルギー、 θ_{ij} は粒子 i と粒子 j のなす角を示し、 Q はジェットの候補となる粒子のエネルギー総和である。この粒子間距離 y_{ij} を用い、以下の手順でジェットを組み上げていく。

1. ジェットの候補となる全ての PFO に対して y_{ij} を計算する。
2. y_{ij} が最小値をとるペアをまとめて一つの pseudojet を作る。このとき、新しく定義される pseudojet の 4 元運動量は元となる 2 つの PFO (または pseudojet) の 4 元運動量の和である。
3. 以上を $y_{min} > y_{cut}$ または $N_{pseudojet} = N_{final}$ を満たすまで繰り返す。

通常、再構成するジェットの本数が多い場合などには y_{cut} という値を使って、ジェットクラスタリングを終了する条件を設定するが、本研究においては終状態が非常にクリアな 2 ジェット事象であることがはっきりしているため、 y_{ij} の値にカットを適用せず、最終的なジェットの本数 $N_{final} = 2$ になることを終了条件とする。

謝辞

本研究を行うにあたりサポートをしてくださった方々への感謝の意を表します。

指導教員である山下了特任教授には、本研究の機会を与えていただいたこと、またご多忙の中にもかかわらず研究に関する的確なご指導、ご助言をくださったこと、深く感謝申し上げます。ICEPP の田邊友彦氏と田俊平氏には、解析のありとあらゆる知識を与えてくださり、どんな質問にも親身に答えてくださいました。お二人のご協力なくして、私が研究を進めることはできなかつたと断言できます。

また、藤井恵介氏をはじめ ILC Physics Subgroup の皆様には、毎週の Asian Physics and Software Meeting において、物理や解析、ソフトウェアに関するたくさんのご助言をいただきました。KEK の倉田正和氏には、kinematic fit の理解に際して幾度も議論させていただきました。同じく KEK の宮本彰也氏には、ILC ソフトウェア講習会以降、各種ミーティングやメール等でソフトウェアに関して数々のサポートをいただきました。ILC 解析のきっかけを与えてくださったヤン ジャクリンさんには、LCWS2016 に向けた準備の際に親身になってご協力くださいました。この場を借りて皆様に感謝申し上げます。

本研究と並行して携わっていた2つの研究の関係者の皆様、特に山下研究室の諸先輩方にも、本研究に不可欠な研究スキルの指導や貴重な助言の数々をいただきました。

長倉直樹さんには、入学当初より一から研究のいろはを叩き込んでくださったように思います。筑波大でのワイヤーチェンバー増幅飽和性のモデル検証実験を通して、ソフト/ハードウェアの基礎から研究を推し進める姿勢まで、たくさんのことを学ばせていただきました。本研究で行き詰まった際に、日付が変わるまで議論に付き合ってくださいましたことも感謝申し上げます。同じく山下研究室の家城齊さんにも、MPPC シミュレーションのみならず、論文執筆時や各種資料作成時にも励ましのお言葉や貴重なご助言をいただきました。後輩の藤井一毅くんとは、川越高校出張授業の準備や ILC 解析での議論などを通して、お互いに切磋琢磨できました。今後ともどうぞよろしく願いいたします。

最後に、改めまして研究にご協力いただいたすべての方々と、大学院まで通わせてくれた両親へ心からの感謝を捧げ、御礼の言葉をもって謝辞とさせていただきます。心よりありがとうございました。

参考文献

- [1] 藤井恵介, ILC の物理, http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2014/01_Fujii_Keisuke.pdf, 2014.
- [2] T. Behnke, J. E. Brau, B. Foster, J. Fuster, M. Harrison, J. M. Paterson, M. Peskin and M. Stanitzki *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary, arXiv:1306.6327 [physics.acc-ph], 2013.
- [3] H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, S. Kanemura, J. List and H. E. Logan *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics, arXiv:1306.6352 [hep-ph], 2013.
- [4] C. Adolphsen, M. Barone, B. Barish, K. Buesser, P. Burrows, J. Carwardine, J. Clark and H. M. Durand *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design, arXiv:1306.6328 [physics.acc-ph], 2013.
- [5] Lyn Evans, Shinichiro Michizono, The International Linear Collider Machine Staging Report 2017, arXiv:1711.00568 [physics.acc-ph], 2017.
- [6] T. Behnke, J. E. Brau, P. N. Burrows, J. Fuster, M. Peskin, M. Stanitzki, Y. Sugimoto and S. Yamada *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors, arXiv:1306.6329 [physics.ins-det], 2013.
- [7] The ILD Concept Group, The International Large Detector: Letter of Intent, arXiv:1006.3396 [hep-ex], 2010.
- [8] ILD Software Working Group, Simulation, <https://confluence.desy.de/display/ILD/Simulation>, 2017.
- [9] S. Roth, Precision Electroweak Physics at Electron-Positron Colliders, Springer Tracts in Modern Physics [Springer], 2007.
- [10] A. Ishikawa, Search for Invisible Higgs Decays at the ILC, Presentation at LCWS2014, 2014.
- [11] iLCSoft, <https://github.com/iLCSoft>
- [12] F. Gaede, ILC Software Overview and recent developments, 134th ILC@DESY General Project Meeting, https://agenda.linearcollider.org/event/7092/contributions/35135/attachments/29947/44782/gaede_ilcsoft_ilcproject.pdf, 2016.

- [13] Whizard, <https://whizard.hepforge.org>
- [14] Pythia, <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [15] Geant4, <http://geant4.cern.ch>
- [16] F. Gaede, Marlin and LCCD: Software tools for the ILC, Nucl.Instrum.Meth. A559 177-180, 2006.
- [17] M. A. Thomson, Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm, Nucl. Instrum. Meth. A611 25-46, 2009.
- [18] J. S. Marshall and M. A. Thomson, Pandora Particle Flow Algorithm, arXiv:1308.4537 [physics.ins-det], 2013.
- [19] T. Suehara and T. Tanabe, LCFIPlus: A Framework for Jet Analysis in Linear Collider Studies, Nucl. Instrum. Meth. A 808 109-116, arXiv:1506.08371 [physics.ins-det], 2016.
- [20] S. Moretti, L. Lonnblad and T. Sjostrand, New and old jet clustering algorithms for electron - positron events, JHEP 9808 001, hep-ph/9804296, 1998.
- [21] Benno List and Jenny List, MarlinKinfit: An Object-Oriented Kinematic Fitting Package, LC-TOOL-2009-001, 2009.
- [22] C. F. Dürig, Measuring the Higgs Self-coupling at the International Linear Collider, DESY-THESIS-2016-027, http://inspirehep.net/record/1493742/files/phd_thesis_duerig.pdf, 2016.
- [23] The CMS Collaboration, Searches for invisible Higgs boson decays with the CMS detector, CMS Physics Analysis Summary, 2016.
- [24] C. F. Dürig and J. Tian, isolated lepton finder, https://agenda.linearcollider.org/event/6787/contributions/33415/attachments/27509/41775/IsoLep_HLRec2016.pdf
- [25] Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT, <http://tmva.sourceforge.net>