

修士論文

電子陽電子対消滅による ZH 生成過程を用いた
ILC 測定器最適化の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

伊藤 和俊

平成 20 年

概要

現在計画されている国際リニアコライダー (International Linear Collider) とは、次世代の電子・陽電子衝突型加速器であり、世界各国で加速器と測定器の研究・開発が進められている。ILC は全長約 31km の超伝導線形加速器で重心系エネルギー 500GeV を達成し、積分ルミノシティは最初の 4 年間で 500fb^{-1} を目標としている。衝突点に置かれる測定器には高精度の実験を行うため高い分解能が要求されている。

2007 年、アジアの測定器グループ (GLD) とヨーロッパの測定器グループ (LDC) が統合し、一つの ILD 測定器グループが誕生した。元々の 2 つの測定器案は大きさや磁場の強さなどが異なっているため、それらのパラメータを物理解析・コストの両面から最適化をすることが必要となった。最適化のための物理解析には、ヒッグス粒子、タウ粒子、超対称性粒子の解析などの物理モードが用いられた。

本研究では $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$ のプロセスにおいて、レプトントラックの反跳質量を計測することにより、ヒッグス粒子の質量の測定を行った。このモードではヒッグス粒子の質量の測定精度は飛跡検出器での運動量分解能に依存している。我々は 3 種類の測定器モデルを作成し、それらの測定器でのヒッグス粒子の質量の測定精度の比較を行い、ILD 測定器の最適化を行った。さらに、最適化された ILD 測定器を用いて再度シミュレーションを行い、ILD 測定器におけるヒッグス粒子の質量の測定精度についての評価を行った。

目次

第 1 章	国際リニアコライダー	1
1.1	物理背景	1
1.2	ILC 実験計画	2
1.3	ILC での物理	2
1.3.1	ヒッグス粒子の物理	2
1.3.2	トップ・クォークの物理	5
1.3.3	標準理論を超える新物理	5
1.4	ILC 加速器	6
1.4.1	電子源 (Electron Source)	8
1.4.2	陽電子源 (Positron Source)	8
1.4.3	減衰リング (Damping Ring)	9
1.4.4	主線形加速器 (Main Linac)	10
1.4.5	ビーム分配系 (Beam Delivery System)	12
1.5	ILC における測定器	12
第 2 章	ILD 測定器の最適化	14
2.1	ILD 測定器案	14
2.1.1	GLD 測定器案	14
2.1.2	LDC 測定器案	23
2.2	ベンチマーク・プロセス	25
2.2.1	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H/\mu^+\mu^-H$	25
2.2.2	$e^+e^- \rightarrow ZH (H \rightarrow cc, Z \rightarrow \nu\nu)$	26
2.2.3	$e^+e^- \rightarrow ZH (H \rightarrow cc, Z \rightarrow qq)$	26
2.2.4	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	26
2.2.5	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t} (t \rightarrow bW, W \rightarrow qq')$	27
2.2.6	$e^+e^- \rightarrow \chi^+\chi^-/\chi_2^0\chi_2^0$	27
第 3 章	シミュレーション	28
3.1	シグナル	28
3.2	バックグラウンド	28
3.3	ソフトウェア	29
3.4	Particle Flow Algorithm(PFA)	30
3.5	ISR、制動放射、ビームストラールング	30

3.5.1	ISR	30
3.5.2	制動放射	30
3.5.3	ビームストラールング	30
3.6	座標系	31
第 4 章	ZH 反跳質量を用いた ILD 測定器の最適化	32
4.1	シミュレーションセットアップ	32
4.2	シグナル事象の選択	32
4.3	測定器モデルの比較	35
4.4	他の解析モードの結果	39
4.4.1	1 粒子事象を用いた評価 [10]	39
4.4.2	ZH の反跳質量	42
4.4.3	タウ粒子の解析 [11]	42
4.4.4	SUSY の解析 [12]	46
4.5	測定器最適化のまとめ	47
4.6	ILD 測定器パラメータの決定	47
第 5 章	ILD 測定器における ZH 反跳質量の測定精度	50
5.1	シミュレーションセットアップ	50
5.2	解析手順	50
5.3	シグナル事象の選択	51
5.3.1	電子チャンネル	51
5.3.2	ミューオン・チャンネル	56
5.4	ヒッグス粒子の質量と反応断面積の決定	60
5.4.1	シグナル事象のフィット関数	60
5.4.2	バックグラウンド事象のフィット関数	62
5.4.3	フィット方法	63
5.4.4	結果	63
第 6 章	まとめ	67
	謝辞	68
	参考文献	70

目次

1.1	ヒッグス粒子の質量の予言値と実験による制限。	1
1.2	主な Higgs の生成機構	3
1.3	ヒッグス粒子のスピン測定 [2]	3
1.4	ヒッグス粒子の崩壊モード [2]	3
1.5	ヒッグス粒子との結合の強さ [2]	4
1.6	Higgs の自己結合の測定	5
1.7	Higgs とトップクォークのカップリングの測定	5
1.8	スミューオン解析におけるミューオンのエネルギー分布 [1]	6
1.9	ILC の概観図 [1]。	7
1.10	電子源 (Electron Source) の概観図 [2]	8
1.11	陽子源 (Positron Source) の概観図 [2]	9
1.12	減衰リング (Damping Ring) の概観図 [2]	10
1.13	9-セル加速空洞 [1]。	11
1.14	高周波加速 (RF)-ユニット [1]。	11
1.15	クラブ空洞	12
2.1	GLD の概観図 [1]	15
2.2	GLD の構造 [1]	15
2.3	GLD での崩壊点検出器のデザイン [3]	16
2.4	GLD の崩壊点付近の図 [3]	17
2.5	TPC,SIT,VTX による運動量分解能の違い [3]	17
2.6	TPC の概観図 [2]	18
2.7	電磁カロリメータの構造 [3]	19
2.8	HCAL の構造 [3]	21
2.9	前方検出器	22
2.10	SUSY イベント	22
2.11	2photon バックグラウンド	23
2.12	LDC の概観図 [1]	24
2.13	崩壊点検出器の半径と検出器のヒット数の関係	25
3.1	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-X$	28
3.2	解析で用いている座標系	31
4.1	再構成した Z ボソンの質量分布 (ミューオンチャンネル)	34

4.2	再構成した Z ボソンの質量分布 (電子チャンネル)	34
4.3	ミューオンチャンネルの反跳質量分布	35
4.4	電子チャンネルの反跳質量分布	36
4.5	測定された反跳質量とシミュレーションの真値との”差”(ミューオンチャンネル)	36
4.6	3つの測定器の運動量分解能の運動量依存性	37
4.7	測定された反跳質量と運動量分解能で振らつかせて作成した値との”差”	38
4.8	測定された反跳質量とシミュレーションの真値との”差”(電子チャンネル)	38
4.9	運動量分解能 (Jupiter)	40
4.10	運動量分解能 (Mokka)	40
4.11	衝突係数	41
4.12	衝突係数の分解能 (Jupiter)	41
4.13	衝突係数の分解能 (Mokka)	42
5.1	カット前の反跳質量の分布	52
5.2	di-lepton システムの不変質量の分布	53
5.3	di-lepton システムの p_t 分布	54
5.4	Acoplanarity 分布	54
5.5	電子の $\cos \theta$ 分布	55
5.6	カット後の反跳質量の分布	56
5.7	カット前の反跳質量の分布	57
5.8	di-lepton システムの不変質量分布	58
5.9	di-lepton システムの p_t 分布	59
5.10	Acoplanarity 分布	59
5.11	di-lepton 系の $\cos \theta$ 分布	60
5.12	カット後の反跳質量の分布	61
5.13	電子チャンネルのシグナルを式 (5.3) でフィットした結果。	62
5.14	ミューオン・チャンネルのシグナルを式 (5.3) でフィットした結果。	63
5.15	電子チャンネルのバックグラウンドを式 (5.6) でフィットした結果。	64
5.16	ミューオンチャンネルのバックグラウンドを式 (5.6) でフィットした結果。	64
5.17	反跳質量分布のフィット結果 (電子チャンネル)	65
5.18	反跳質量分布のフィット結果 (ミューオンチャンネル)	66

表 目 次

1.1	ヒッグス粒子の崩壊分岐比	4
1.2	ILC のビームパラメータ [2]	7
1.3	測定器の大きさ と 磁場の強さ	13
2.1	GLD と LDC の比較 [2]	26
3.1	バックグラウンド	29
4.1	測定器モデル	33
4.2	測定値 と 真値 と の ” 差 ”	37
4.3	シミュレーション条件	39
4.4	フランス (LAL) グループによる ZH の反跳質量の解析結果	42
4.5	シグナルの選択効率	43
4.6	前方後方非対称性 (A_{FB})	44
4.7	シグナル事象の選択効率と純度 $\tau \rightarrow \pi\nu$ モード	44
4.8	$\tau \rightarrow \pi\nu$ モードにおけるタウ粒子のスピ ン偏極の測定	45
4.9	シグナル事象の選択効率と純度 $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モード	45
4.10	$\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モードにおけるタウ粒子のスピ ン偏極の測定	46
4.11	チャーヂーノの質量測定の結果。	46
4.12	ニュートラリーノの質量測定の結果。	47
4.13	各解析の結果	47
4.14	ILD 測定器モデル	49
5.1	シグナル事象 と バックグラウンド事象の反 応断面積	51
5.2	電子チャンネルのカット後のイベント数	57
5.3	ミューオンチャンネルのカット後のイ ベント数	61

第1章 国際リニアコライダー

1.1 物理背景

素粒子物理学を記述している標準理論は過去の実験において高い精度で正しいことが証明されている。この標準理論では、クォークやレプトン、ゲージボソンは質量がゼロの素粒子とされているが、実際にはこれらの粒子には質量がある。これら素粒子の質量は自発的対称性の破れにより説明されるが、そのためにはヒッグス粒子と呼ばれる素粒子が必要である。ヒッグス粒子は、LEP 実験 (Large Electron Positron Collider) で、その質量は 114.4 GeV 以上であることがわかったが、発見には至っていない (図 1.1)。欧州原子核研究機構 (CERN) では LEP 実験のトンネルを流用して、円周 27km、重心系エネルギー 14 TeV の陽子・陽子コライダーの Large Hadron Collider (LHC) を建設し、2008 年実験を開始した。この LHC 実験では、ヒッグス粒子の発見が期待されているものの、ハドロン・コライダーであるため精密測定はできない。ヒッグス粒子の質量などの精密測定をするためにはレプトン・コライダーが必要である。しかし、円形の加速器ではシンクロトロン放射のため、LEP 実験のエネルギー 200 GeV が限界であると言われている。そこで、シンクロトロン放射を発生しない線形加速器の建設が提唱されている。

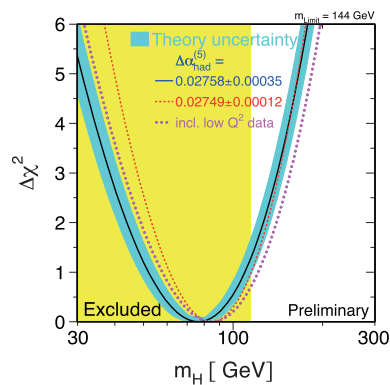


図 1.1: ヒッグス粒子の質量の予言値と実験による制限 [2]。横軸はヒッグス粒子の質量。青い部分が理論の予言値で黄色の部分は LEP2 実験により排除された領域。

さらに、標準理論には以下のような問題点もある。

- 暗黒物質の候補となる粒子が無い。

- ガット・スケール (10^{16} GeV) において、ヒッグス粒子の質量が発散してしまう。
- エネルギーをガット・スケールへ上げた時に、弱い力・電磁力・強い力の結合定数が 1 点で交わらない。

これらの問題を解決するため、SUSY などの標準理論を超える新物理が提唱されており、実験による検証が必要となっている。

1.2 ILC 実験計画

国際リニアコライダー (ILC; International Linear Collider) とは、次世代の電子・陽電子正面衝突型線形加速器実験計画である。主加速器の全長は約 31km あり、ビームは超伝導加速空洞により、重心系エネルギーが 500 GeV まで加速される。目標ピーク・ルミノシティは $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、積分ルミノシティは最初の 4 年で 500fb^{-1} と計画されている。またその後には、1 TeV までアップグレードがされ、TeV スケールの物理現象が検証される。

ILC は電子・陽電子衝突型の加速器であるため衝突後対消滅する。そのため、陽子・陽子コライダーである LHC とは異なり非常にきれいなイベントが観測され、高い精度での物理解析が可能である。主な目的は、ヒッグス粒子の質量の精密測定、トップ・クォークの性質の精密測定、標準理論を超える物理の検証や暗黒物質の候補となる粒子の探索などがある。

1.3 ILC での物理

この節では、ILC で観測・検証される物理のうち、ヒッグス粒子、トップ・クォークと超対称性粒子の探索・測定について述べる。

1.3.1 ヒッグス粒子の物理

ILC における主なヒッグス粒子の生成過程は図 1.2 である。特に、図 1.2 の左側のモードでは、Z ボソンの崩壊後の電子またはミュオン・ペアから反跳質量を測定することによりヒッグス粒子の崩壊過程が観測できなくてもヒッグス粒子の質量の精密測定ができる。そのため ILC でのヒッグス粒子の質量測定のゴールデンモードとなっている。また、反応断面積を計算することにより、Z 粒子とヒッグス粒子との結合の強さの精密測定も可能である。加えて、反応断面積を様々なビームエネルギーで測定することにより、ヒッグス粒子のスピンを決定することができる。ILC では図 1.3 のように 3 点測定するだけでヒッグス粒子のスピンの決定が可能である。

図 1.4 は標準モデルのヒッグスの場合における、崩壊モードをヒッグス粒子の質量の関数として示したものである。また、表 1.1 にヒッグス粒子が 120 GeV の場合の崩壊分岐比を示した。崩壊モードはヒッグスの質量が軽い場合と重い場合で異なる。

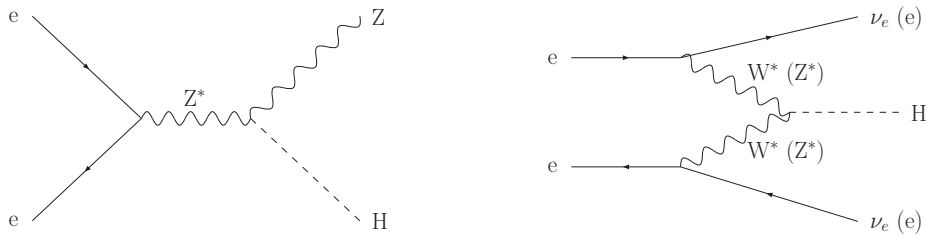


図 1.2: 主な Higgs の生成機構

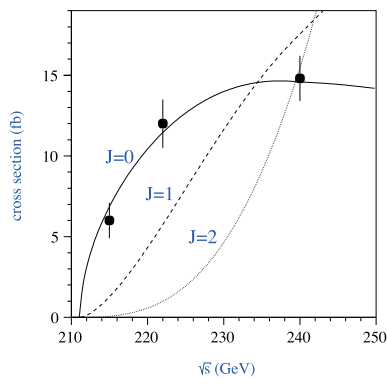


図 1.3: ヒッグス粒子のスピンの測定 [2]

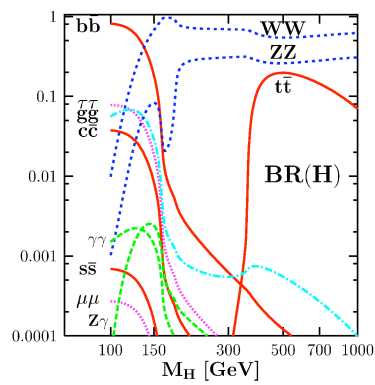


図 1.4: ヒッグス粒子の崩壊モード [2]

崩壊モード	崩壊分岐比 [%]
$b\bar{b}$	65.7
W^+W^-	15.0
$\tau^+\tau^-$	7.96
gg	5.49
$c\bar{c}$	3.60
Z^0Z^0	1.72
$\gamma\gamma$	0.288
γZ^0	0.129

表 1.1: ヒッグス粒子の崩壊分岐比

つまり、質量が 140GeV より軽い場合は、主に b クォーク・ペア、タウ粒子ペア、グルーオン・ペア、 c クォーク・ペアへ崩壊する。一方、 140GeV よりも重い場合は、ほとんどが W ボソンペア、 Z ボソンペアに崩壊する。生成されたヒッグス粒子の崩壊後の粒子を同定することにより、ヒッグス粒子との湯川結合の強さの測定が可能である。図 1.5 はヒッグス粒子との結合の強さと質量の関係を示したものである。この湯川結合の測定のためには、 b クォークと c クォークの同定が非常に重要となってくるため、ILC には高精度の崩壊点検出器が要求されている。

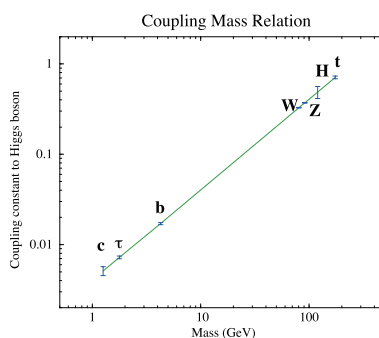


図 1.5: ヒッグス粒子との結合の強さ [2]

また、ILC では図 1.6 の $e^+e^- \rightarrow HHZ$ を用いてヒッグス粒子の自己結合を測ることもできる。このプロセスにおいてもヒッグス粒子の質量が 140GeV 以下の場合には、ほとんどが $e^+e^- \rightarrow HHZ \rightarrow bbbb + \ell\bar{\ell}$ または $q\bar{q}$ という反応になる。 $e^+e^- \rightarrow HHZ$ の反応断面積はとて小さく、また、バックグラウンドとなる $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ の反応断面積が非常に大きいため、効率の良い b クォークの同定などが必要である。

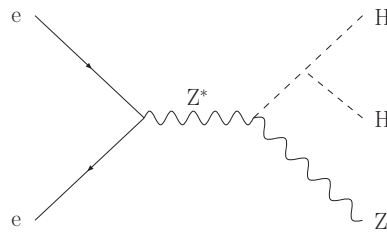


図 1.6: Higgs の自己結合の測定

1.3.2 トップ・クォークの物理

標準理論の中で最も重い粒子であるトップ・クォークは、電弱対称性の破れに最も関わる粒子である。トップ・クォークとヒッグス粒子との湯川結合を測定することにより、ヒッグス粒子が標準理論のものか、それ以外の理論のものなのかを決定することができる。湯川結合の測定には、図 1.7 の $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ プロセスが用いられる。この反応における主なバックグラウンドは $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}Z$ であり反応断面積は3桁も大きい。そのため、効率の良い b クォーク・タグが必要である。ILC では重心系エネルギーが 800GeV 、積分ルミノシティが 1ab^{-1} のデータを解析することにより、結合定数 $g_{t\bar{t}H}$ を $6\% \sim 10\%$ の精度で決定できる。

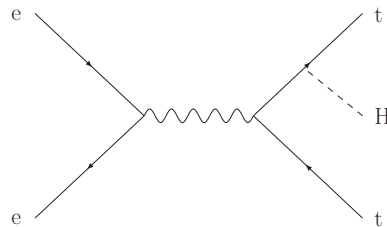


図 1.7: Higgs とトップクォークのカップリングの測定

また、トップクォークの閾値付近 (350GeV) において、 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ を測定することにより、トップクォークの質量、崩壊幅を高い精度で測定することができる。トップクォークの質量の測定精度は、フェルミ国立研究所のテバトロンでは 2GeV 、CERN の LHC では 1GeV であるのに対し、ILC では $0.1 \sim 0.2\text{MeV}$ と期待されている。

1.3.3 標準理論を超える新物理

現在までに数々の実験により、その正しさが証明されている標準理論にも、ヒッグス粒子の質量の発散や階層性の問題など、説明のできないものも多い。これらの問題を解決する有効な理論に超対称性理論 (SUSY) がある。

超対称性理論では、標準理論の素粒子 (クォーク, レプトン, ゲージ・ボソン) に対し、スピンの $1/2$ だけ異なった粒子 (超対称性粒子) がパートナーとして存在してい

る。この超対称性粒子の内、ゲージボソンのパートナーである χ_1^0 (LSP) が暗黒物質の有力候補となっている。この χ_1^0 は超対称性粒子の中で最も軽い粒子であり、また R パリティ (標準理論の素粒子と超対称性粒子を区別するための物理量) の保存のため、崩壊しない。

ゲージ・ボソンのパートナーであるニュートラリーノ ($\chi_{1,2,3,4}^0$) やチャージーノ ($\chi_{1,2}^\pm$) の質量は、それらの生成プロセス (例: $e^+e^- \rightarrow \chi_i^+ \chi_j^- \rightarrow f_i f_i' \chi_1^0 f_j f_j' \chi_1^0$, f はフェルミオン) を解析することにより測定できる。

レプトンのパートナーであるスレプトン ($\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$) も同様に、生成過程を用いることにより質量を決定できる。図 1.8 は、 $e_L^+ e_R^- \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R \rightarrow \mu^- \chi_1^0 \mu^+ \chi_1^0$ の解析例で、ミュオンのエネルギー分布である。この図のように、スレプトンは 2 体崩壊 ($\tilde{\mu} \rightarrow \mu \chi_1^0$) をするので、エネルギー分布は台形となる。この分布のエッジのエネルギーを測定することにより、 $m_{\tilde{\mu}_R} = 143 \pm 0.10 \text{ GeV}$ 、 $m_{\chi_1^0} = 96 \pm 0.10 \text{ GeV}$ (SPS1a, 200 fb^{-1} , $\sqrt{s} = 400 \text{ GeV}$) の精度で質量が決定できる。

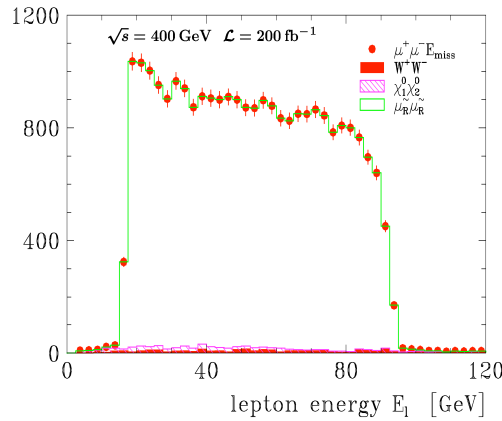


図 1.8: スミュオン解析におけるミュオンのエネルギー分布 [1]

1.4 ILC 加速器

ILC の加速器は、電子源 (Electron Source)、陽電子源 (Positron Source)、減衰リング (Damping Ring)、主線形加速器 (Main Linac)、ビーム分配系 (Beam Delivery System) などから構成されており、全長は約 31km である。図 1.9 は ILC の全体像であり、青色の部分は電子、緑色の部分は陽電子のラインを示している。図の右下にあるサッカー・コートと比べると ILC が如何に大きいか分かる。

主加速器には超伝導空洞を用いており、ILC の大きな特徴となっている。重心系エネルギーが 500 GeV での主なビーム・パラメータを表 1.2 にまとめた。

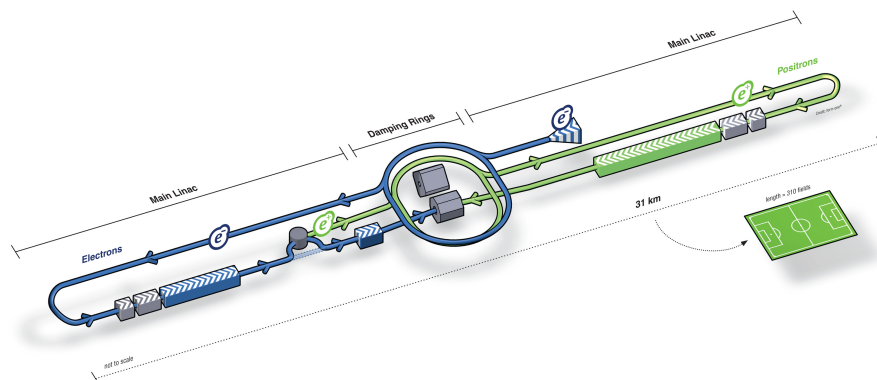


図 1.9: ILC の概観図 [1]。

重心エネルギー	500	GeV
ルミノシティ	2	$\times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
パルス周波数	5	Hz
パルスの長さ	~1	ms
パルス当りのバンチ数	2625	
バンチ当りの粒子数	2	$\times 10^{10}$
線形加速器でのバンチ間隔	369	ns
バンチの長さ	300	μm
バンチの幅	640	nm
バンチの厚さ	5.7	nm

表 1.2: ILC のビームパラメータ [2]

1.4.1 電子源 (Electron Source)

図 1.10 は電子源の概観図である。

ILC では、偏極したレーザーを GaAs/GaAsP などの光電面に当て、光電効果を発生させることにより偏極した電子を生成する。生成される電子のエネルギーは、140~160keV である。その後、常伝導の加速管で 76MeV とし、さらに、超伝導の加速管で 5GeV まで加速させる。目標である 80% の偏極度は SLAC 国立加速器研究所の SLC(SLAC Linear Collider) での技術を用いれば可能である。また、減衰リングの中でスピンの歳差運動をするのを防ぐため、入射させる前にスピンの向きを減衰リングに対し、垂直方向に回転させる。

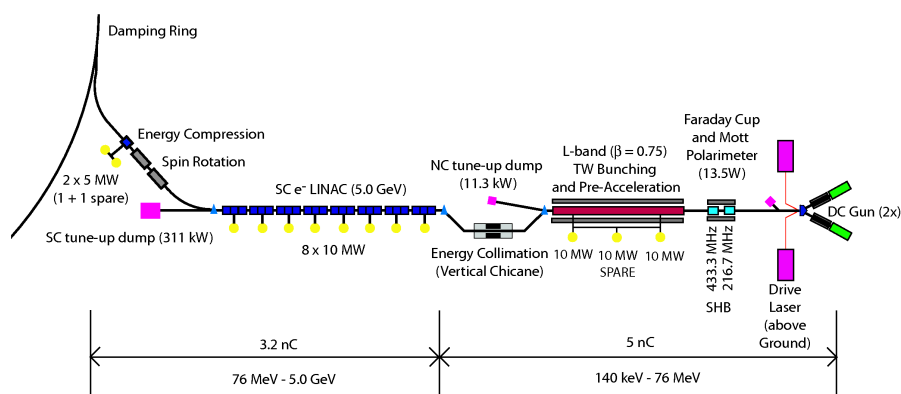


図 1.10: 電子源 (Electron Source) の概観図 [2]

1.4.2 陽電子源 (Positron Source)

図 1.11 に陽電子源の概観図を示す。

主線形加速器で 150GeV まで加速した電子は一旦取り出され、アンジュレータという螺旋状の真空管の中を通り、再び主線形加速器へ戻される。アンジュレータを通過する際、電子ビームは制動放射により 10MeV 程の高エネルギーの光子を放射する。この光子は、厚さ 1.4cm の Ti のターゲット円盤に衝突し、大量の電子・陽電子シャワーを生成する。これらの粒子を 125MeV まで加速させた後、陽電子を電子・光子から分離し、収束させながら 400MeV まで常伝導空洞で加速させる。その後、超伝導空洞 (Booster Linac) を用いて 5GeV まで加速させる。この過程で生成される陽電子ビームは 30% の偏極を持っているため、電子同様減衰リングに入射させる前にスピンの向きを垂直方向に回転させる。

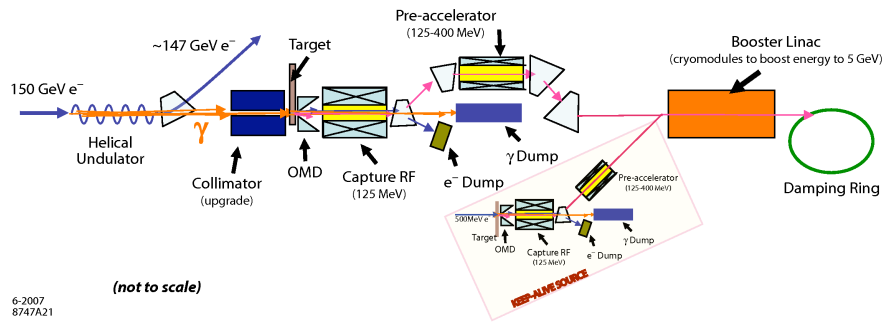


図 1.11: 陽子源 (Positron Source) の概観図 [2]

1.4.3 減衰リング (Damping Ring)

減衰リングの役割はビームのエミッタンスを小さくすることである。エミッタンス (ϵ) とはビームの位置の広がり (Δx) と運動量の広がり (Δp) を掛け合わせたもの、つまり

$$\epsilon = \Delta x \cdot \Delta p \quad (1.1)$$

と表される。このエミッタンスとビームのサイズ (σ) の関係は、加速器のパラメータであるベータ関数の衝突点での値 β を用いて、

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \gamma \epsilon_{x,y}} \quad (1.2)$$

と表される。減衰リングでは、リングの円弧部分やウィグラー (のこぎり型の真空管) などを用いて制動放射を発生させ、エミッタンスを小さくしている。

減衰リングは図 1.12 のような形をしていて、円周は 6.7km ある。このリング中を電子または陽電子は 5GeV でエミッタンスを小さくしながら回る。円弧部分には TME(Theoretical Minimum Emittance) と呼ばれるセルがあり、直線部分にはビームの入射口・取出し口、ウィグラー、FODO(FOCUS DefOCUS) マグネットが配置されている。

減衰リングにおける現在の問題点は、主に以下の 3 点あり、研究・開発が進行中である。

- 陽電子リング中で、陽電子がパイプに衝突することにより雲状に電子 (Electron Cloud) が発生し、陽電子ビームに影響を与える。パイプに表面加工をし、電極を付けることで解消される。
- 電子リング中で、電子ビームにより陽イオンが発生し、他のビームに影響を与えてしまう。減衰リング中の真空度を上げる ($\sim 1\text{ nTorr}$) ことで解消される。
- バンチの間隔が 3nm と短いため、高速で動作するキッカー (ビームを減衰リングに入れたり、リングから出したりする電磁石) が必要。

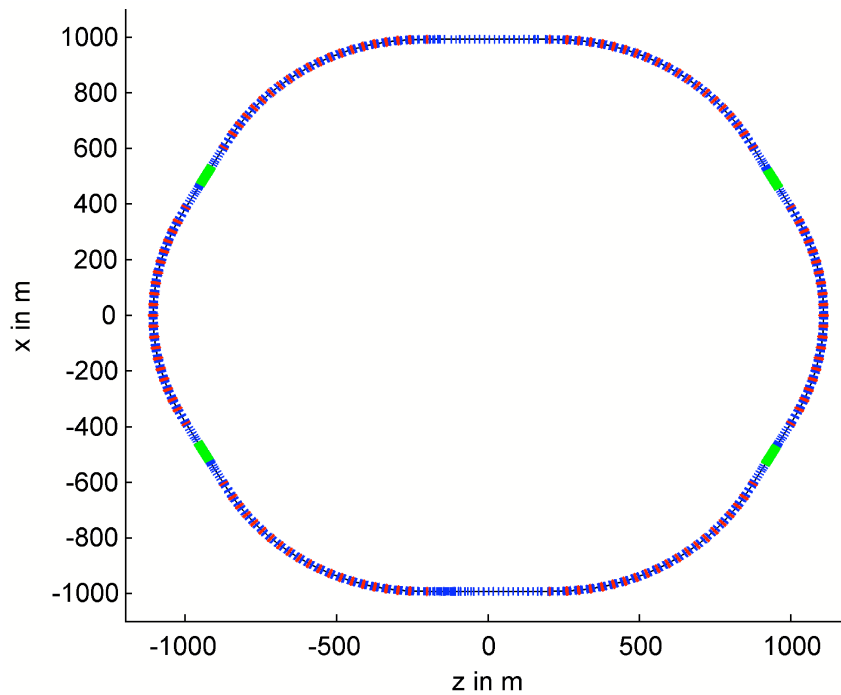


図 1.12: 減衰リング (Damping Ring) の概観図 [2]

1.4.4 主線形加速器 (Main Linac)

減衰リングでエミッタンスの小さくなったビームは、取り出された後、14km ほどの RTML(Ring To Main Linac) によって、主線形加速器まで運ばれる。

主線形加速器に到達した電子・陽電子ビームはそれぞれ約 11km で 5GeV から 250GeV まで加速される。このため、ILC には加速勾配が 31.5MV/m、つまり 1m で電子・陽電子のエネルギーを 31.5MeV 上昇させる加速空洞が必要となっている。この加速勾配は、今までの実験で使用されたものよりも大きく、現在開発が進められている。図 1.13 は、実際に現在研究・開発中の加速空洞である。図 1.13 のようにこの空洞は 9 個のセルから構成されていて、これを 9 個、または 8 個組み合わせてクライオ・モジュールを作る。それを 3 つ繋げ、図 1.14 のような高周波加速 (RF)-ユニットを構築する。このユニットには図 1.13 の空洞が合計 26 個 (9+8+9) 含まれている。陽電子ビームには 278 個、電子ビームには 282 個の RF-ユニットがある。節 1.4.2 で述べたように、陽電子の生成には 150GeV の電子を取出し、アンジュレータで発生する光子が必要である。その際、電子ビームのエネルギーは光子の分だけ減少してしてしまうため、電子の RF-ユニットの数が陽電子のユニット数よりも多くなっている。

RF-ユニットには 120kV のモジュレータと 10MW のクライストロンが繋がっており、加速空洞に電力を供給している。また、ユニットの中央部 (8 個のセルのクライオモジュールの中央) には、ビームの位置を測定する BPM(Beam Position Monitor) の



図 1.13: 9-セル加速空洞 [1]。

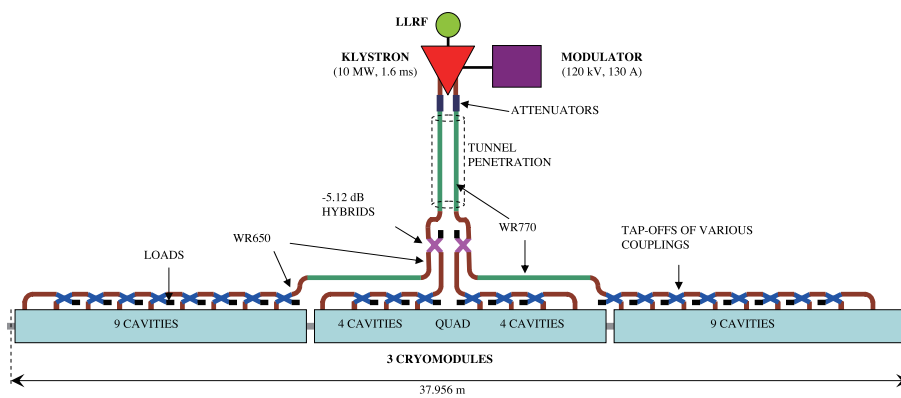


図 1.14: 高周波加速 (RF)-ユニット [1]。

4 極磁石と位置補正用の磁石がある。

1.4.5 ビーム分配系 (Beam Delivery System)

主線形加速器において 250GeV まで加速された電子・陽電子ビームは、ビーム分配系において、衝突点でのビームサイズ (5.7nm×639nm) までに収束させる。ILC での衝突角度は 14mrad. なので、ビームの入射パイプと引き出しパイプを分離することが可能であるが、ルミノシティを上げるためにクラブ空洞が必要となる。クラブ空洞とは、図 1.15 のように、ビームを磁場でキックすることによって回転させ、衝突点において正面衝突させる空洞のことである。

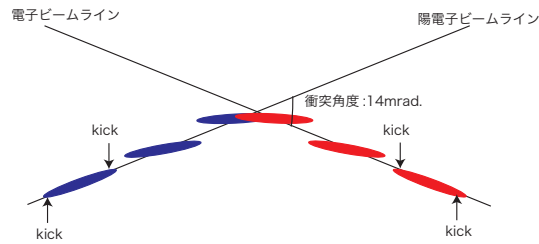


図 1.15: クラブ空洞

加えて、BDS の役割には衝突後のビームを捨てることやビーム形状が大きく異なったビームから検出器を守ること、検出器でバックグラウンドとなるビーム・ハローを除去することなどがある。

1.5 ILC における測定器

ILC の検出器には、以下のようなことが求められている。

- W ボソンと Z ボソンの崩壊の際に生成するジェットを測定した時に、それぞれの質量幅を分離できる程のエネルギー分解能があること。
- b ジェットや c ジェットのフレーバーを同定できること。
- 荷電粒子の運動量分解能が良いこと。
- 検出可能領域が大きいこと。

これらの具体的な目標値は、

- ジェットのエネルギー分解能： $\Delta E_{jet}/E_{jet} = 30\%/\sqrt{E_{jet}(\text{GeV})}$
- 衝突係数分解能： $\delta_b \leq 5 \oplus \frac{10}{p\beta \sin^{3/2}\theta}$

- 運動量分解能 : $\Delta p_t/p_t^2 \leq 5 \times 10^{-5}(\text{GeV}/c)^{-1}$
- 検出可能領域 : ビーム・ラインから最低 5mrad

である。2007年の時点でILCの測定器案には、アジアの測定器グループ(GLD)、ヨーロッパの測定器グループ(LDC)、そして、アメリカの測定器グループであるSiDと4thの4種類あった。それぞれ測定器の大きさや磁場の強さは表1.3のように異なっているが、基本的な構成は似ており、崩壊点検出器、飛跡検出器、カロリメータ、ミュオン検出器である。それぞれの検出器についての説明は次の章で詳しくする。

	GLD	LDC	SiD	4th
磁場の強さ [T]	3	4	5	3.5
測定器の半径 [m]	7.2	6.0	6.45	5.5
測定器の長さ [m]	15	12.4	11.8	13

表 1.3: 測定器の大きさと磁場の強さ

第2章 ILD 測定器の最適化

2.1 ILD 測定器案

2007年、アジアの測定器グループ(GLD)とヨーロッパの測定器グループ(LDC)は、ILD測定器グループとして統合し、共通のLOI(Letter Of Intent)を書くという合意がなされた。LOIとは、測定器の測定精度や検出器の性能についての文書であり、ILCの各測定器グループが2009年3月までに公表することになっている。

GLDとLDCがILD測定器グループとして統合する際、元々の測定器案では測定器の磁場の強さや大きさなどが異なっていたため、それらのパラメータを物理解析・費用の両面から最適化することが必要となった。本研究では、一つの物理プロセスを用いてILD測定器パラメータの最適化を行った。

本研究はILD測定器パラメータの最適化であり、GLDとLDC測定器案に関するものであるため、以下では2つの測定器に絞って説明する。

2.1.1 GLD 測定器案

もともとアジアが中心となって研究・開発していた検出器モデルである(図2.1)。図2.2はGLDの内部構造を示している。

2.1.1.1 崩壊点検出器 (VTX; Vertex Detector)

崩壊点検出器は最も内側に置かれるシリコンピクセル検出器であり、ジェット中の b, c クォークの区別をする役割がある。そのため崩壊点検出器は、高分解能であり、できるだけ内側に置くことが要求されている。

一般的なCCDのピクセルサイズである $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ の場合、トレイン(2625バンチ)ごとに読み出しを行うとすると、そのピクセル占有率は10%程になってしまう。ピクセル占有率が高いと飛跡が正しく再構成されないため、これを0.5%のレベルまで下げる必要がある。GLDではピクセル・サイズの細かな($5 \times 5 \mu\text{m}^2$)CCDであるFine Pixel CCD(FPCCD)を用いる。FPCCDではトレイン間(200ms)でデータの読み出しをすれば良いので、高速読み出しの必要性が無いことが利点である。しかし、トレインごとのヒット密度は40ヒット/ mm^2 と高く、多重散乱が起こるとトラッキングの精度が落ちてしまうため、センサーの厚さを $100 \mu\text{m}$ 以下にする必要がある。

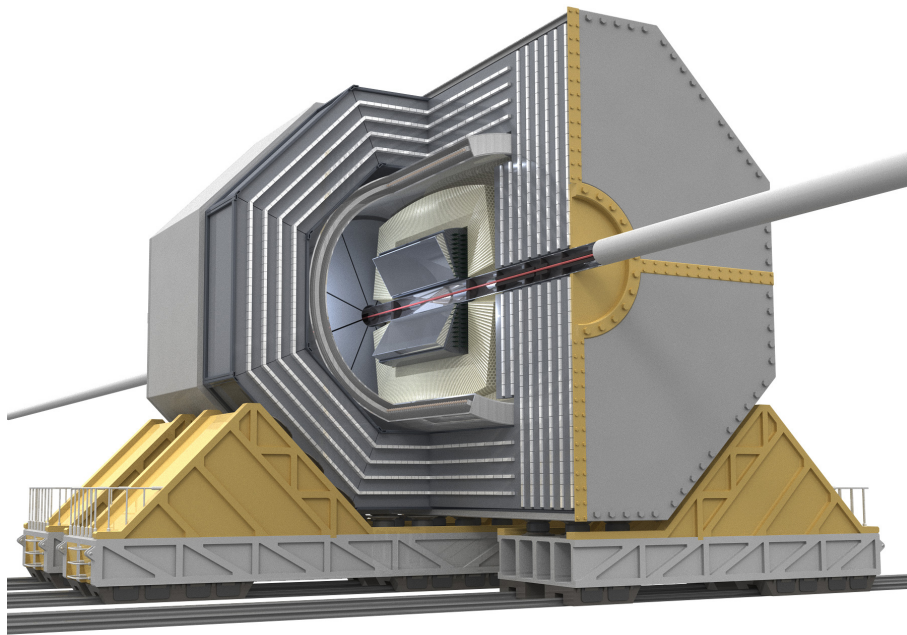


図 2.1: GLD の概観図 [1]

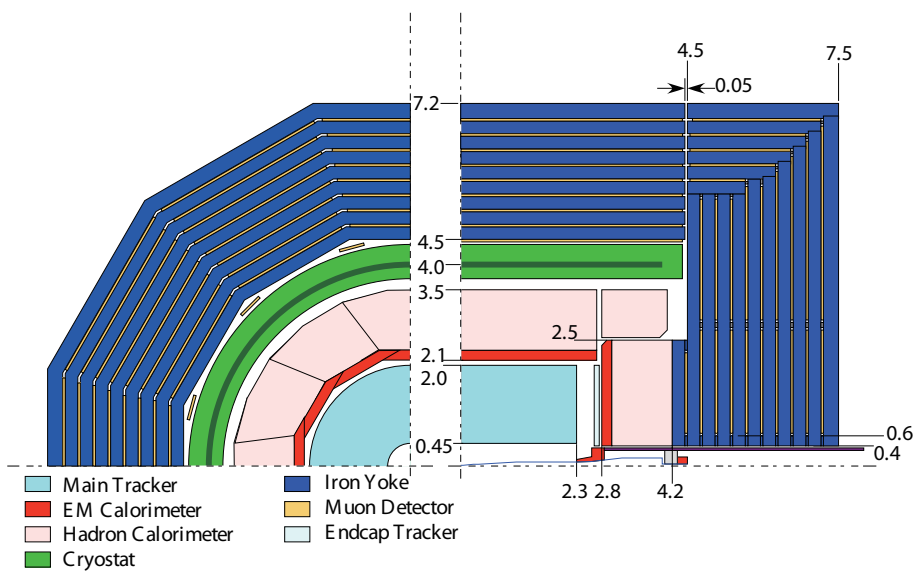


図 2.2: GLD の構造 [1]

GLD の崩壊点検出器では、2枚の CCD が 2mm の厚さのプレートの表と裏に取り付けられ、これが 3層ある。そして、図 2.3 のように $\cos \theta < 0.95$ 以下の領域をカバーしている。

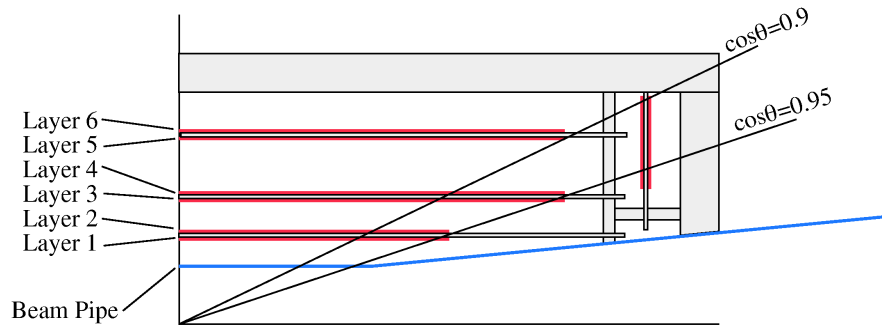


図 2.3: GLD での崩壊点検出器のデザイン [3]

2.1.1.2 シリコン飛跡検出器 (SIT)

SIT とは、崩壊点検出器と主飛跡検出器との間を補完するためのシリコン検出器である。図 2.4 のように SIT は、円筒部分のパレル飛跡検出器 (BIT) と前方部分の前方方向飛跡検出器 (FIT) によって構成されている。BIT には $r\phi$ 方向に $10\mu\text{m}$ 、 z 方向に $50\mu\text{m}$ の高い位置分解能が求められている。SIT の主な役割は運動量分解能の向上である。図 2.5 のように、SIT 検出器を加えることにより、目標である $5 \times 10^{-5}(\text{GeV}/c)^{-1}$ の高い運動量分解能を実現する。

2.1.1.3 Time Projection Chamber (TPC)

図 2.6 は TPC の概観図である。

TPC にはガスが充満しており、ここに荷電粒子が通ると陽イオンと電子に電離する。この電離した電子がビーム軸に平行に掛けられている高電場によりエンドプレート方向にドリフトされる。この時、検出器中の磁場もビーム軸に対し平行になっているので、電子の縦方向の分散が押さえられる。TPC の端に達した電子は、エンドプレートにある micro-pattern gas detector(MPGD) により電子雪崩を起こし、信号として取り出される。この時に要したドリフト時間と MPGD での 2次元パターンから、トラックが 3次元的に再構成される。ガスを用いた TPC では、物質量が少ないので、TPC の外側にあるカロリメータでの測定精度が上がる。また、TPC 中でのトラックのエネルギー損失 dE/dx から粒子識別が可能であるため物理解析に重要な情報を得ることができる。

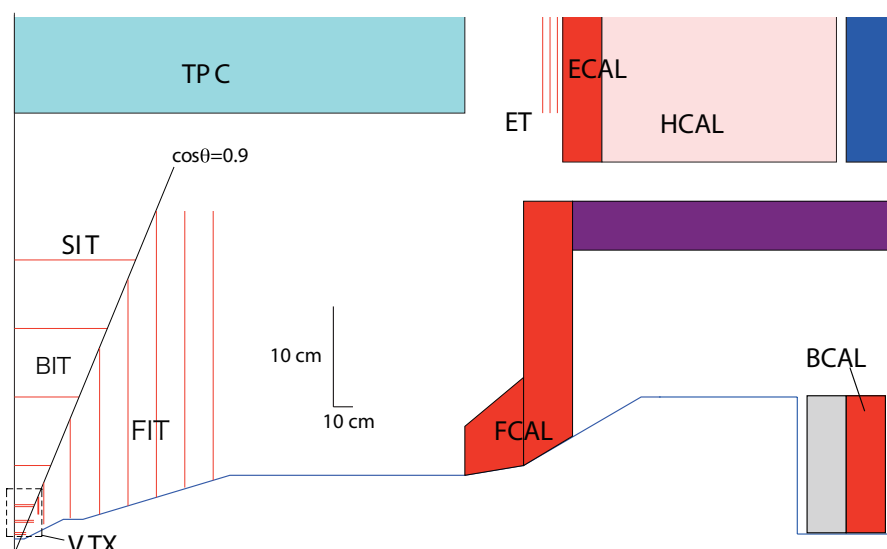


図 2.4: GLD の崩壊点付近の図 [3]

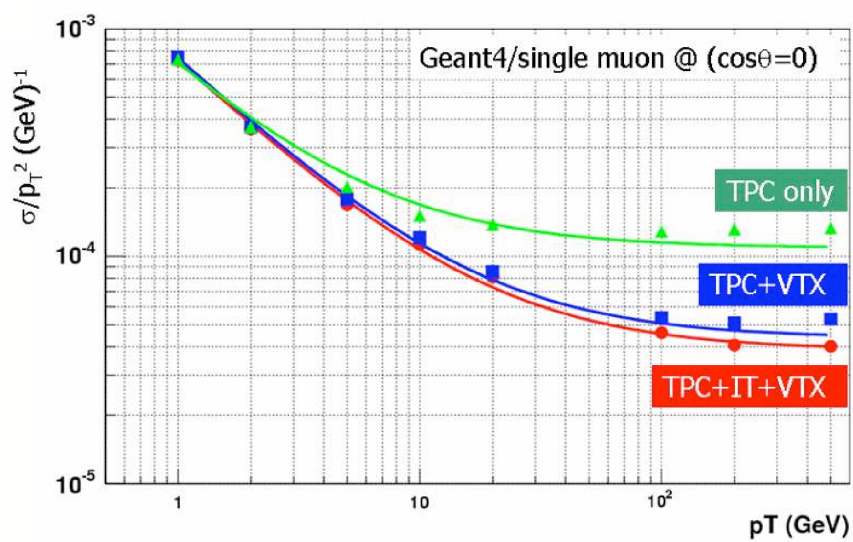


図 2.5: TPC,SIT,VTX による運動量分解能の違い [3]

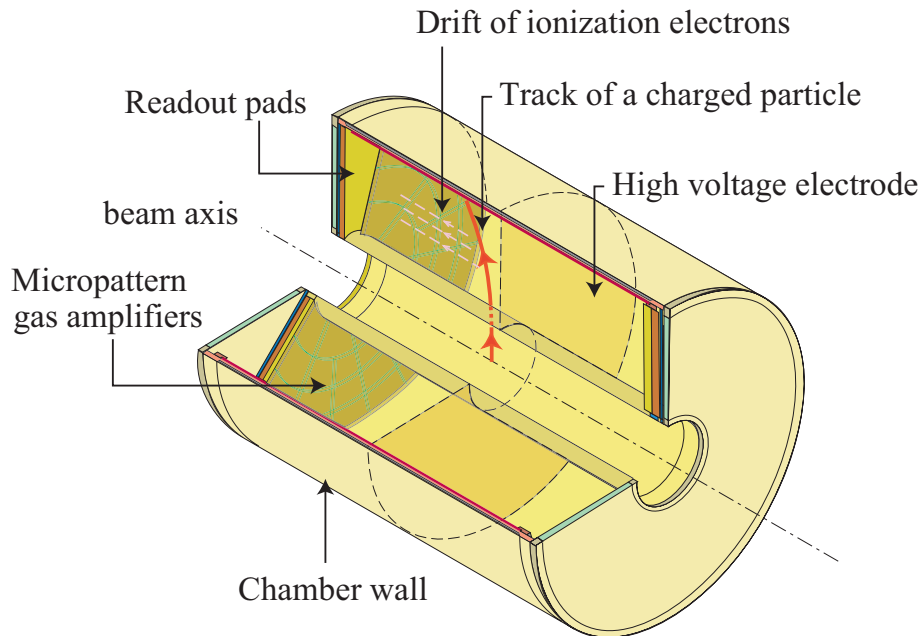


図 2.6: TPC の概観図 [2]

2.1.1.4 カロリメータ

GLD のカロリメータには電磁カロリメータとハドロン・カロリメータがある。

電磁カロリメータ (ECAL)

電磁カロリメータの役割は、ジェット中の光子のエネルギーを測定することである。高いエネルギー分解能を得るためには、ECAL 中でシャワーが広がることを押さえ、他のトラックとの分離ができなくてはならない。そのためには、モリエール半径 (物質中でのシャワーの広がり) の小さな物質を使う必要がある。そこで GLD では、モリエール半径の小さなタンゲステンを吸収剤 (厚さ: 3mm) に用いている。

GLD のカロリメータは大きく (内径 $\sim 2\text{m}$)、シリコン・ピクセル・センサを用いるとコストが大きくなり、チャンネル数も増える。そこで、図 2.7 のように細長いシンチレータ ($1\text{cm} \times 4\text{cm}$) を交差させて配置するデザインが考えられている。このように配置することで、チャンネル数を押さえることができ、ピクセルサイズも実効的に $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ とすることができる。さらに、シンチレータの中に波長変換ファイバーを通し、シンチレータ光を引き出し MPPC で読み出す。

ハドロン・カロリメータ

HCAL の役割は、中性のハドロンのエネルギーを測定することである。HCAL で用いられる吸収剤は鉛 (20mm) で、読み出しは ECAL と同様、図 2.8 の様にシンチレータ ($1\text{cm} \times 20\text{cm}$) を交差させて、もしくは、タイル状に配置し、波長変換ファイバーで引

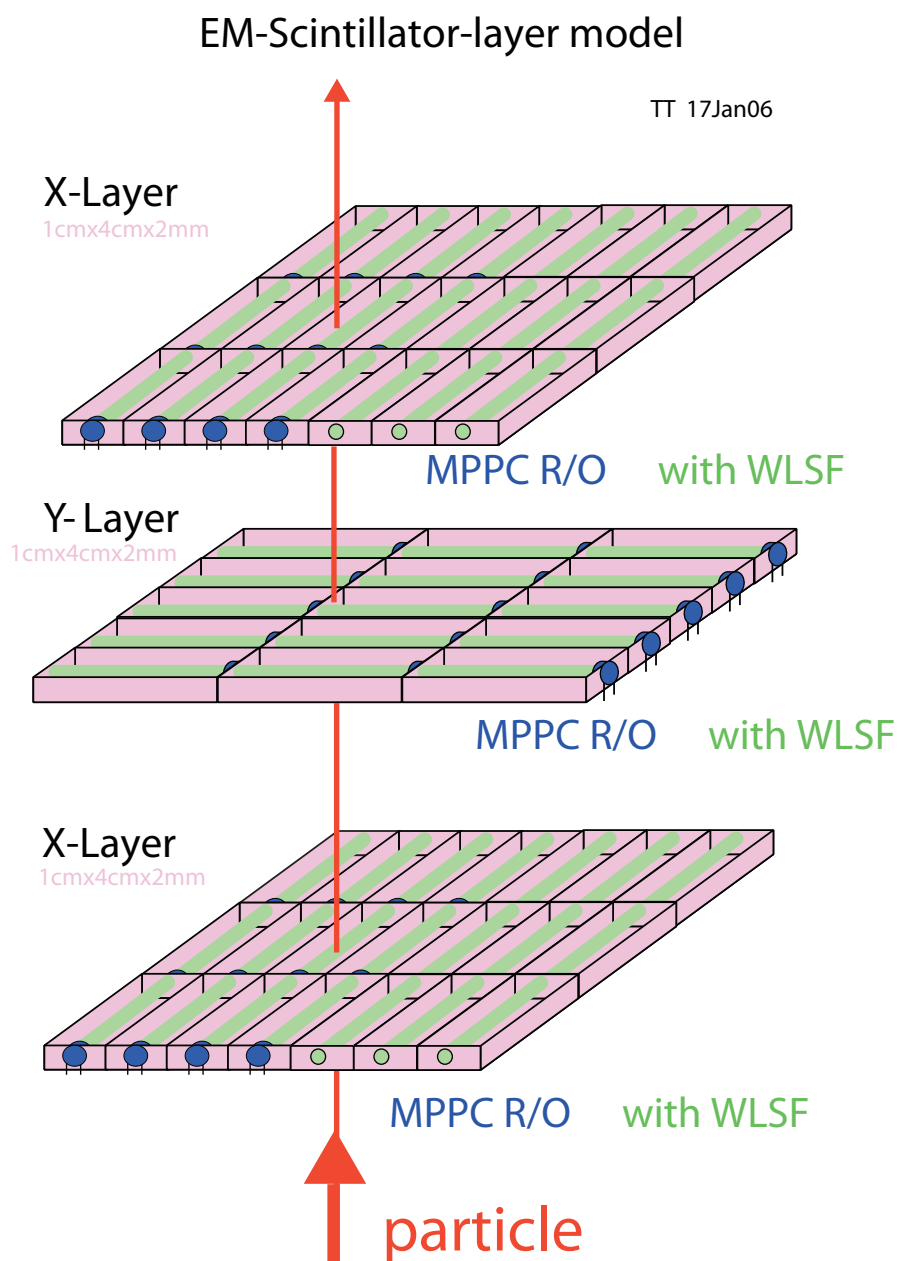


図 2.7: 電磁カロリメータの構造 [3]

き出し, MPPC で読み出す。

2.1.1.5 ミューオン検出器

ビームの衝突で生成される粒子のうち、カロリメータを通過してくる粒子のほとんどはミューオンである。このミューオンのエネルギーを測定するのが GLD の一番外側に位置するミューオン検出器である。ミューオン検出器は鉄とシンチレータのサンドウィッチ構造をしている。

また、この鉄は検出器の磁場が外へ漏れるのを防ぐリターンヨークの役割も担っている。

2.1.1.6 前方検出器

ビーム軸に近くに置かれる検出器はまとめて、前方検出器 (Forward Detector) と呼ばれている。これらは測定器全体の検出範囲の向上, ルミノシティやビームサイズの測定の役割がある。図 2.9 のように前方検出器には主に, LumiCal, BeamCal, ペアモニタがあり、以下でそれぞれの検出器に分けて説明する。

LumiCal

LumiCal はビーム衝突時のルミノシティを測定する目的のために置かれるカロリメータである。LumiCal では, 反応断面積 (σ) が大きいバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) のイベント数 (N_{bhabha}) をカウントすることにより、ルミノシティ (\mathcal{L}) を見積もる (式 (2.1))。

$$\mathcal{L} = \frac{N_{bhabha}}{\sigma} \quad (2.1)$$

このバーバー散乱事象の選択の際には、衝突点を挟んで置かれる 2 つの LumiCal に、電子・陽電子が同時にヒットする条件を用いるため、この 2 つの測定器の位置を正確に把握する必要がある。

BeamCal

BeamCal は測定器全体の検出範囲の向上のために置かれるカロリメータである。例えば信号事象として、図 2.10 の SUSY 事象を考える。この反応における 4 つの最終状態の粒子のうち χ^0 は検出器で検出できない粒子である。このモードには、バックグラウンドとして図 2.11 の 2-photon バックグラウンドがある。2-photon バックグラウンドにおける最終状態の電子・陽電子はほぼビーム軸方向に運動量を持っているが、この電子・陽電子を検出できなければ、信号事象との区別ができなくなり SUSY 粒子の高精度での測定が不可能となる。BeamCal は、この電子・陽電子を捉えるためにビーム・パイプの周りに配置される。

このほかに、BeamCal ではペア・バックグラウンドを用いた衝突点でのビームの形状の測定にも用いられる。ペア・バックグラウンドとは、ビーム衝突時に光子から大

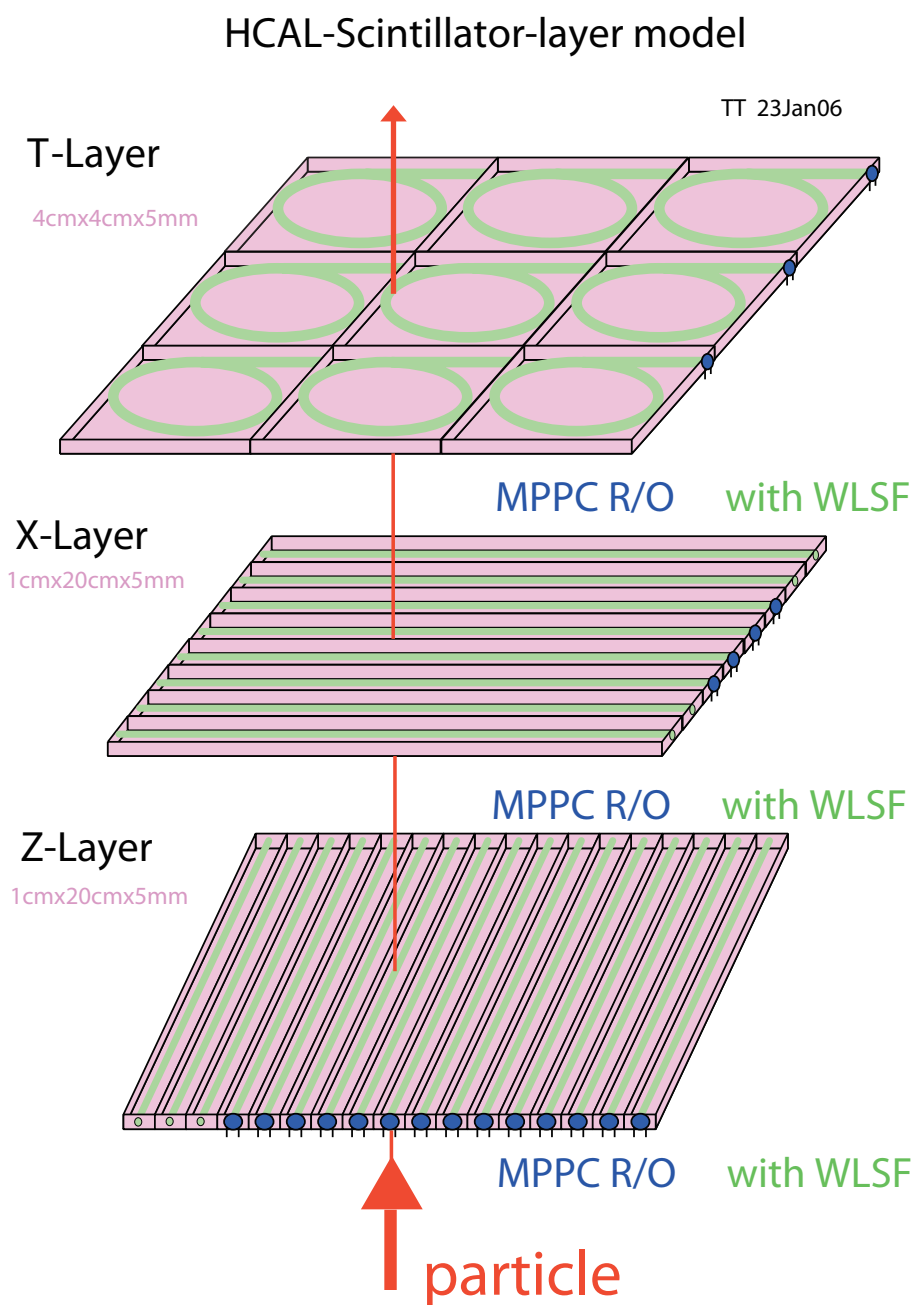


図 2.8: HCAL の構造 [3]

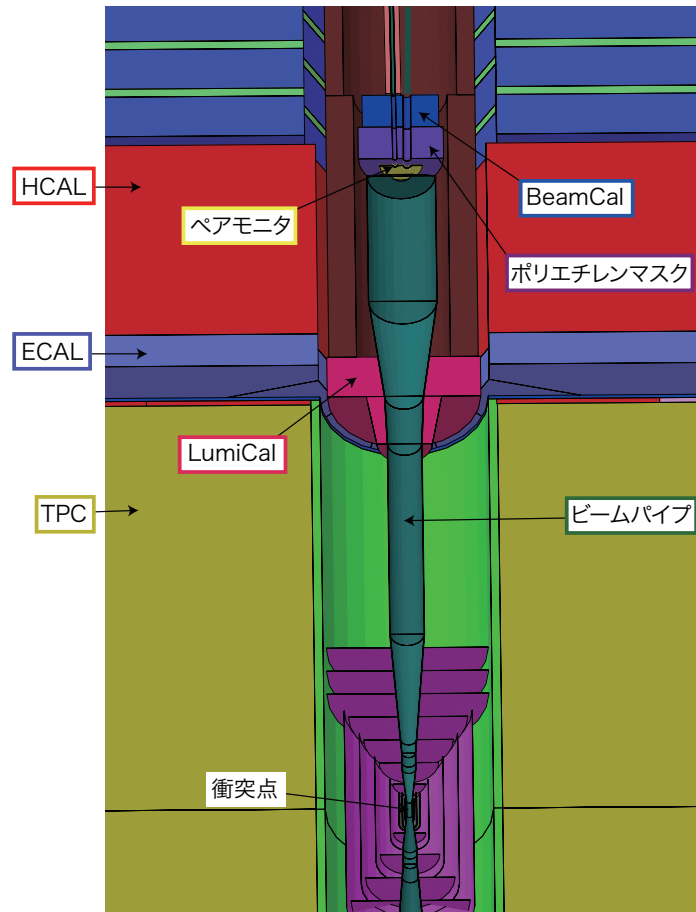


図 2.9: 前方検出器

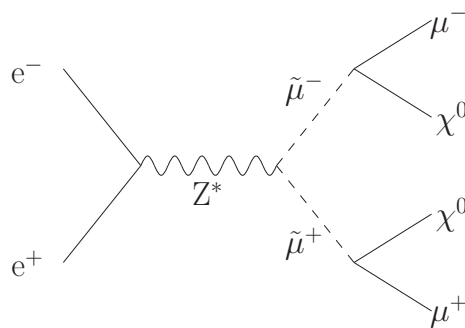


図 2.10: SUSY イベント

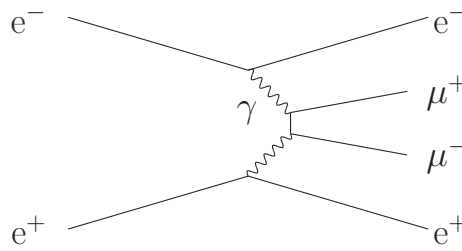


図 2.11: 2photon バックグラウンド

量に生成される，電子・陽電子のことである。詳しくはビームサイズの測定原理と合わせて、次のペアモニタの段落で説明する。

BeamCal の表面は吸収剤であるタングステンの層があるが，この層に粒子が衝突すると電子・陽電子・中性子などが発生し、一部は衝突点や TPC の方へ戻ってしまう。このままであると，これらの粒子がバックグラウンドとなってしまうため，BeamCal の前にポリエチレンなどの物質の小さな物質でこれらを吸収する必要がある。

ペアモニタ

ILC の電子・陽電子ビームはエネルギーと粒子密度が高いため，衝突する時に一方のビーム中の粒子は他方のビームの強い電磁場により，制動放射し光子を大量に発生させる。これら光子同士，または，仮想光子が反応することにより電子・陽電子ペアが生成される。この電子・陽電子ペアは検出器内でバックグラウンドとなるため、「ペア・バックグラウンド」と呼ばれる。生成されたペア・バックグラウンドは、対向するビームの電磁場により、ビームと同電荷の粒子は散乱される。この時の散乱角度はビームの電磁場に依存している。ビームの作る電磁場はそのビームの形状に依存しているため，ペア・バックグラウンドの散乱の様子を測定することにより、ビーム衝突時のビーム形状を推定することができる。ペアモニタでは，散乱されたペアバックグラウンドが検出器内の磁場中を螺旋運動した後の粒子を検出し，それらのヒット分布から衝突時のビームの形状を測定するためのシリコンモニタである。

最新の研究結果によると，ビームの幅（標準時：639nm）は 5.1%（約 33nm）で、厚さ（標準時：5.7nm）は 10.0%（約 0.57nm）で、長さ（標準時：300 μ m）は 4.0%（約 12 μ m）で測定可能である。[5]

このペアモニタと同様の原理で BeamCal でもビーム形状を測定することができる。さらに、これら 2 つの検出器での検出情報をあわせることにより高精度でビーム形状の測定が可能であると期待されている。[6]

2.1.2 LDC 測定器案

ヨーロッパが中心となって開発していた検出器モデルである。LDC の基本構成は GLD と同じく，崩壊点検出器、シリコントラッカー、TPC、カロリメータ、ミュー

オン検出器である。ここでは、GLD とは構造が異なる検出器 (崩壊点検出器、カロリメータ) について述べる。

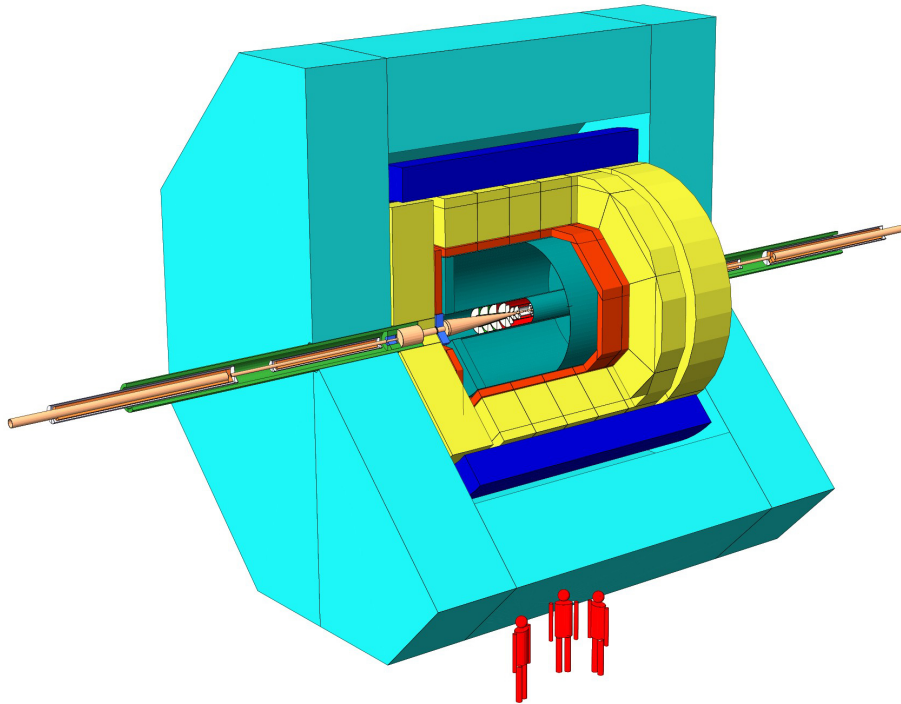


図 2.12: LDC の概観図 [1]

2.1.2.1 崩壊点検出器 (VTX)

GLD 測定器案の崩壊点検出器はピクセル占有率を低くするために、ピクセル・サイズの細かな ($5 \times 5 \mu\text{m}$) を使用していた (2.1.1.1 節)。一方 LDC 測定器案では、ピクセル・サイズは $20 \times 20 \mu\text{m}$ と一般的なサイズである。その代わりに、データの読み出しを速くし、ピクセル占有率を低くする。図 2.13 は様々な読み出し時間に対する、崩壊点検出器とヒット数の関係である。LDC の崩壊点検出器の半径 (1.6cm) で $5 \text{ ヒット}/\text{mm}^2$ 程度に低くするためには読み出し時間を $50 \mu\text{s}$ で行う必要があることがわかる。これは約 80 バンチの衝突時間に相当する。

2.1.2.2 カロリメータ

電磁カロリメータ

LDC の電磁カロリメータは $5 \times 5 \text{mm}^2$ のシリコン・ピクセル・センサと吸収剤としてタングステンから構成される。GLD の帯状のシンチレータと比較するとチャンネル数は増えるが、一つ一つのセンサの構造が細かいため、ジェットや光子の分解能が良い。

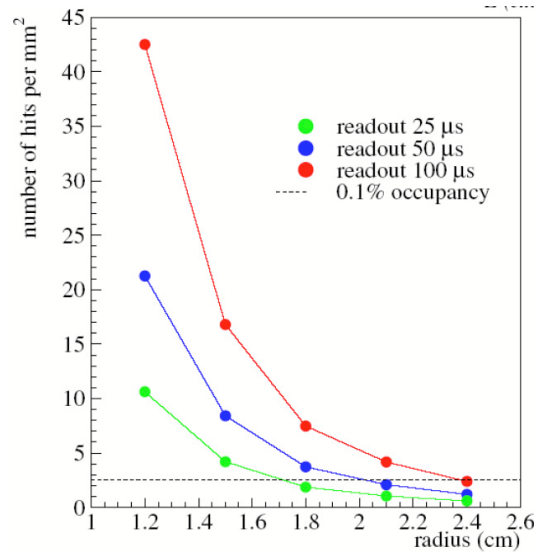


図 2.13: 崩壊点検出器の半径と検出器のヒット数の関係 [4]。LDC の崩壊点検出器の半径は 1.6cm である。

ハドロンカロリメータ

LDC のハドロンカロリメータはタイル状 ($3 \times 3 \text{cm}^2$) のシンチレータと吸収剤として鉄から構成される。

2.2 ベンチマーク・プロセス

測定器最適化のためのベンチマーク・プロセスは以下の 6 種類がある。ここで述べるのは、あくまでも測定器の最適化のためのベンチマークであり、重要な物理モードであるわけではない。

2.2.1 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H/\mu^+\mu^-H$

この解析では、重心系エネルギー 250GeV において、Z ボソンから崩壊して生成される電子ペア、またはミューオン・ペアのみを用いて、ヒッグス粒子の質量、反応断面積を測定する。その測定精度は、電子またはミューオンの飛跡検出器中での運動量分解能に依存する。そのため、測定器の運動量分解能の性能評価ができる。さらに、電子ペアの場合測定器内で制動放射を起こすため、精密な測定をするためには、その光子の識別も必要になる。

Sub Detector	パラメータ	GLD	LDC
VTX	種類	FPCCD	DEPFET など
	レイヤー数	6	5
	内側のレイヤーの半径 (cm)	2.0	1.6
	外側のレイヤーの半径 (cm)	5.0	6.0
TPC	内径 cm	45	30
	外径 (cm)	200	158
	最大ドリフト長 (cm)	250	208
ECAL	種類	Scint-W	Si-W
	内径 (cm)	210	160
	外径 (cm)	229.8	177
	長さ (cm)	280	230
HCAL	種類	Scint-Pb	Scint-Fe
	内径 (cm)	229.8	180
	外径 (cm)	349.4	280
	長さ (cm)	280	230
ソレノイド	磁場の強さ (T)	3	4

表 2.1: GLD と LDC の比較 [2]

2.2.2 $e^+e^- \rightarrow ZH$ ($H \rightarrow cc, Z \rightarrow \nu\nu$)

この解析では、重心系エネルギー 250GeV において、ヒッグス粒子から生成される c クォークを識別し、その崩壊分岐比を測定する。そのためには、ジェット中のフレーバー (b, c) の同定が必要である。特に、 c クォークの識別には、高精度の崩壊点検出器が要求される。

2.2.3 $e^+e^- \rightarrow ZH$ ($H \rightarrow cc, Z \rightarrow qq$)

2.2.2 節の c クォークの識別に加え、最終状態が 4 つのジェットなので高い精度の測定器分解能が必要である。

2.2.4 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$

このモードでは、重心系エネルギー 500GeV において、PFA を用いてタウ粒子の再構成ができるかを確認する。特に、タウ粒子の崩壊後の飛跡はとても近接しているため、分離が必要である。さらに、2 つの光子から π^0 中間子が再構成できるかの検証にもなる。

2.2.5 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ ($t \rightarrow bW, W \rightarrow qq'$)

この解析は、最終状態が6つのジェットであるため、それらの分離・再構成が難しい。PFA、 b クォークの識別も必要となるため、測定器の性能の検証にふさわしい解析モードである。

2.2.6 $e^+e^- \rightarrow \chi^+\chi^-/\chi_2^0\chi_2^0$

以下のように、 χ^\pm 粒子は W ボソンと χ_1^0 粒子に、 χ_2^0 粒子は Z ボソンと χ_1^0 粒子に崩壊する。

$$\begin{aligned}\chi^\pm &\rightarrow \chi_1^0 W^\pm \\ \chi_2^0 &\rightarrow \chi_1^0 Z\end{aligned}$$

また、W ボソン、Z ボソンは2つのジェットに崩壊する。そのため、2本のジェットからボソン再構成した際、W ボソンと Z ボソンの区別をする必要がある。つまり、高い精度のジェットのエネルギー分解能が要求される。

第3章 シミュレーション

3.1 シグナル

本研究では、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-X$ 過程 (図 3.1) を用いて、様々な検出器モデルにおけるヒッグス粒子の質量と反応断面積の測定精度を求めた。その結果を比較することにより、ILD 検出器の最適化を行った。さらに、最適化された ILD 検出器における測定精度の見積もりをした。

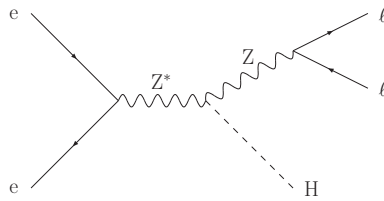


図 3.1: $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-X$

本解析では、 Z ボソンから崩壊した 1 対レプトンペアから Z ボソンの 4 元運動量 (p_Z) を再構成し、電子・陽電子ビームの 4 元運動量からの差を求める (式 3.1) ことにより、ヒッグス粒子の 4 元運動量 (p_H) を求めている。

$$p_H = (\sqrt{s}, \vec{0}) - p_Z \quad (3.1)$$

このようにして求めたヒッグス粒子の質量は反跳質量と呼ばれている。

この解析では、ヒッグス粒子の崩壊の情報を用いていないため標準理論以外のヒッグス粒子の質量測定にも有効である。つまり、もしヒッグス粒子の崩壊過程を測定器が捉えることができなくても、その質量を求めることができる。さらに、GLD 測定器や LDC 測定器はレプトン・トラックの運動量分解能が高いために高精度の測定が可能である。

電子ビームのスピンの偏極が 80%、陽電子ビームのスピンの偏極が 30% の場合のシグナルの反応断面積は、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$ は 7.48fb, $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-H$ は 7.02fb である。

3.2 バックグラウンド

この解析では、 Z ボソンの崩壊による 1 対の電子またはミューオンペアのみを用い、ヒッグス粒子の崩壊過程を用いていないため、終状態に二つ以上の電子またはミュー

オンができるもの全てがバックグラウンドとなる。さらに、ビーム衝突によるバックグラウンド事象の他に、光子同士や光子と電子ビームによるバックグラウンド事象もある。これらバックグラウンドには表 3.1 のような反応がある。表 3.1 には、電子ビームのスピンの偏極が 80%、陽電子ビームのスピンの偏極が 30% の条件の下での反応断面積も載せた。

$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- X$ 過程におけるバックグラウンド	
反応過程	反応断面積 [fb]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	17.3nb
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	8120
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2$ 粒子	4253
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 4$ 粒子	1.16
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	2.60nb
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	29.1nb
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^- + 2$ 粒子	34.3
$e^\pm\gamma \rightarrow e^+e^- + 1$ 粒子	0.104nb
$e^\pm\gamma \rightarrow e^+e^- + 3$ 粒子	4.16
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^- X$ 過程におけるバックグラウンド	
反応過程	反応断面積 [fb]
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	8120
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	8120
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + 2$ 粒子	1249
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + 4$ 粒子	0.514
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	2.60nb
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	29.1nb
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^- + 2$ 粒子	34.3
$e^\pm\gamma \rightarrow \mu^+\mu^- + 1$ 粒子	0.123nb
$e^\pm\gamma \rightarrow \mu^+\mu^- + 3$ 粒子	3.54

表 3.1: バックグラウンド

3.3 ソフトウェア

測定器シミュレーションに用いたソフトウェアは Jupiter[7] と Mokka[8] であり、どちらも Geant4 を拡張したものである。

また、測定器シミュレーションを行った後は、それぞれの測定器での測定結果から粒子のエネルギー、運動量を再構成する必要がある。この再構成を行うソフトウェアには Marlin[8] を用いた。

再構成後 Marlin は LCIO[9] ファイルを出力する。本解析では、LCIO ファイルを ROOT ファイル形式へ変換した後、ROOT を用いて解析した。

3.4 Particle Flow Algorithm(PFA)

ILC では、トラックのエネルギー・運動量を効率よく測定するために、PFA(Particle Flow Algorithm) と呼ばれる解析手法が用いられる。この手法では、まず TPC の測定から荷電粒子の運動量を測定する。その後、ECAL でのエネルギー損失の内、荷電粒子以外の粒子のエネルギー損失から光子のエネルギーを求める。最後に HCAL で、それ以外の粒子のエネルギー損失から中性ハドロンエネルギーを求める。

この手法を取ることにより、複雑な最終状態となるイベントも再構成することが可能となる。

3.5 ISR、制動放射、ビームストラルング

本シミュレーションでは、ビームの ISR、制動放射、ビームストラルングの効果が考慮されている。

3.5.1 ISR

ISR(Initial State Radiation) とは、ビームの周辺に存在する仮想光子が、ビーム衝突の直前にエネルギーの一部を持ち去って光子が放射される現象のことを言う。つまり、衝突時のビームのエネルギーは低なる。

3.5.2 制動放射

ビームの制動放射とは、普通の制動放射と同様に、ビームが加速度運動する(曲がる)際に光子を放射する現象のことである。

3.5.3 ビームストラルング

2.1.1.6 のペアモニタの段落でも述べたが、ILC の電子・陽電子ビームはエネルギーと粒子密度が高いため、衝突する際、一方のビーム中の粒子は他方のビームの強い電磁場により、制動放射で光子を大量に発生させる。この制動放射を、特に、ビームストラルングという。ちなみに、ビームストラルング(Beamstrahlung)とは、ビーム(Beam)と制動放射(Bremsstrahlung)との造語である。

3.6 座標系

この解析では、以下の図 3.6 のように、ビーム軸は X-Z 平面上にあり、Z 軸との間の角度は 7 ミリラジアンとなるような座標系を取っている。Z 軸の方向は電子ビームの進行する方向である。また、座標の原点は衝突点である。

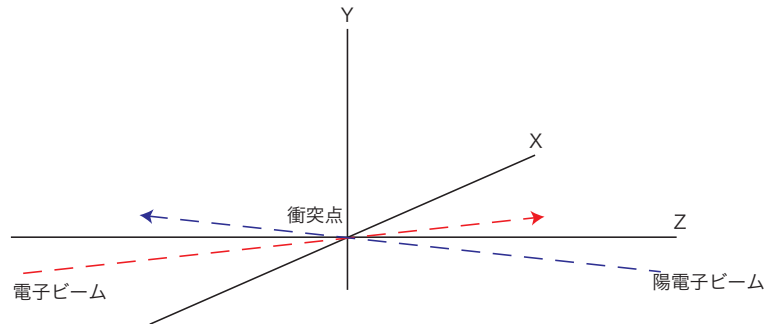


図 3.2: 解析で用いている座標系

さらに、ある運動量 $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ の粒子の p_t とは、z 軸と垂直方向の運動量成分、つまり、 $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ のことである (t は transverse の意)。また、粒子トラックの θ は Z 軸との間の角度を指す。

$$\cos \theta = \frac{p_z}{|\vec{p}|} \quad (3.2)$$

第4章 ZH反跳質量を用いたILD測定器の最適化

4.1 シミュレーションセットアップ

本研究では、ベンチマーク・プロセスである $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H/\mu^+\mu^-H$ を用いて、測定器の最適化を行った。解析の際には、トラッキング・エミュレータとして Jupiter を再構成ツールとして Marlin を用いた。比較した検出器モデルは GLD, GLD' と J4LDC である。詳しい大きさは表 4.1 にまとめた。ここで、GLD とは元々存在していた測定器パラメータであり、GLD' とは磁場を 3.5T とし、測定器の大きさを GLD と LDC との中間の値にしたものである。また、J4LDC とは磁場を 4T とし、測定器の大きさを LDC のサイズに縮小したものである。

シグナルの統計量は電子チャンネル ($Z \rightarrow e^+e^-$)・ミュオンチャンネル ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) とともに 670fb^{-1} のルミノシティに相当する 5000 イベントを用い、重心系エネルギーは 250GeV で行った。

4.2 シグナル事象の選択

$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-X$ では、ISR やビームストラリングが無いとすると、2体崩壊なので Z ボソンはモノクロのエネルギーを持つ。重心系エネルギーが 250GeV でヒッグス粒子の質量が 120GeV の場合、Z ボソンのエネルギーは 112.8GeV となる。この Z が崩壊して生成される電子やミュオンペアは 17.5GeV から 111.6GeV のエネルギーを持つことになる。

そこで、2本のレプトントラックの選択は以下のような手順で行った。まず、10GeV 以上の荷電トラックに対し電荷が正のトラックと負のトラックのペアで不変質量を計算する。それを全てのトラックの組み合わせに対し実行し、その不変質量が最も Z ボソンの質量に近いトラックを選択した。この選択された2本のトラックを再構成し Z ボソンの質量分布を求めると図 4.1(ミュオンチャンネル)、4.2(電子チャンネル) のようになった。ここで、黒線は GLD、赤線は GLD'、青線は J4LDC である。

以下では、よく再構成された事象を用いて測定器間を比較するために、Z ボソンの質量が 80GeV から 100GeV に再構成された事象のみを選択した。

さらにトラッキングの精度が良いトラックを選択するために、2本のレプトントラックの θ が $|\cos\theta| < 0.55$ の条件を満たすイベントを選択した。

		GLD (gldapr08_14m)	GLD' (gldprim_v04)	J4LDC (j4ldc_v04)
ビームパイプ	半径 [mm]	15	14	13
VTX	1層目の半径 [mm]	17.5	16	15
	2層目の半径 [mm]	19.5	18	17
	3層目の半径 [mm]	38	37	36.5
	4層目の半径 [mm]	40	39	38.5
	5層目の半径 [mm]	58	58	58
	6層目の半径 [mm]	60	60	60
TPC	ドリフト長 [mm]	2500	2250	2060
	内径 [mm]	437.15	435	340
	外径 [mm]	1971.6	1740	1520
ソレノイド	磁場の強さ [T]	3	3.5	4
ECAL バレル	内径 [mm]	2100	1850	1600
	外径 [mm]	2700	2350	2100
ECAL エンドキャップ	内径 [mm]	400	400	300
	外径 [mm]	3494	3114	2760
	位置 (Z)[mm]	2800	2450	2200
HCAL バレル	内径 [mm]	2998	2648	2398
	位置 (Z)[mm]	2700	2350	2100
HCAL エンドキャップ	内径 [mm]	400	400	300
	外径 [mm]	3494	3114	2760
	位置 (Z)[mm]	2998	2648	2398

表 4.1: 測定器モデル

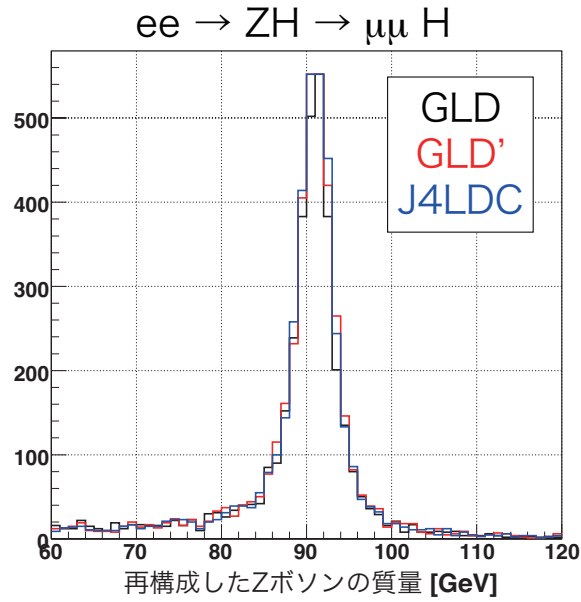


図 4.1: 再構成した Z ボソンの質量分布 (ミュオンチャンネル)

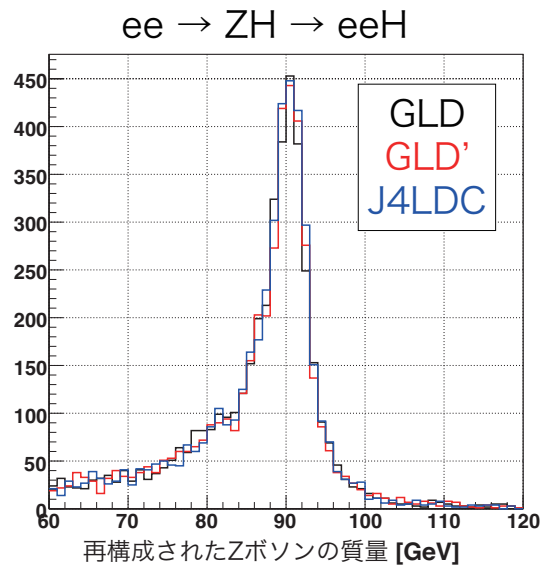


図 4.2: 再構成した Z ボソンの質量分布 (電子チャンネル)

選択されたトラックに対し、式 (3.1) で反跳質量を求めると、図 4.3(ミュオンチャンネル)、4.4(電子チャンネル) のようにな分布となり、ヒッグス粒子の質量 120GeV 付近にピークが現れた。エネルギーの高い方に分布が広がっているのは、ISR、ビームストラルングの効果である。つまり、ISR やビームストラルングが起こると、式 (3.1) の \sqrt{s} の値は小さくなる。しかし、本解析では全て $\sqrt{s} = 250$ で計算するため、反跳質量の分布は大きい方にテールを持つ。さらに、電子チャンネル(図 4.4)の方が、ミュオンチャンネル(図 4.3)に比べ分布の幅が広いのは、測定器内で電子が制動放射するためである。

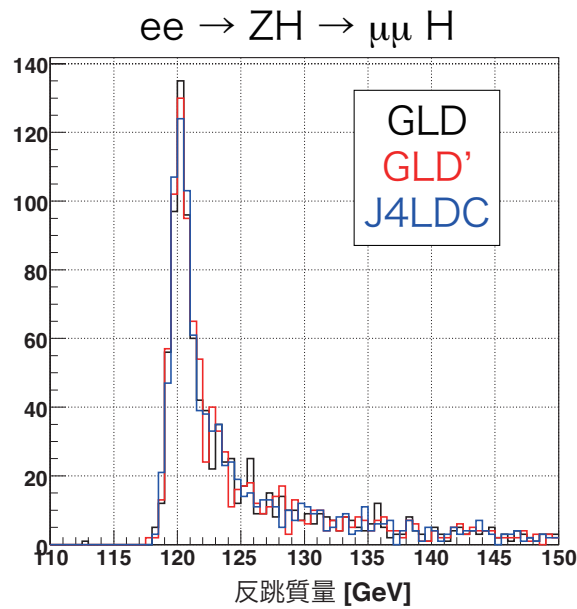


図 4.3: ミュオンチャンネルの反跳質量分布

ここで、反跳質量をそれぞれの測定器間で比較してみると、ミュオンチャンネル(図 4.3)、電子チャンネル(図 4.4)ともに分布の幅が同じ程度であることがわかる。次の節で詳しく比較する。

4.3 測定器モデルの比較

この解析の目的は、3つの測定器間の測定精度の差を調べることである。本研究では、再構成された反跳質量の値とシミュレーションの真値との”差”を比べることにした。図 4.5 は Z ボソンがミュオン・ペアに崩壊するモードにおける反跳質量と真値との”差”(“再構成された値” - “真値”)である。この図から、3つの測定器間には特に違いが見られないことがわかる。

図 4.6 は、今回の Jupiter シミュレーション中でのミュオンの運動量分解能と運動量 p_t との関係である。この分解能の値を用いて、測定器シミュレーション (Jupiter

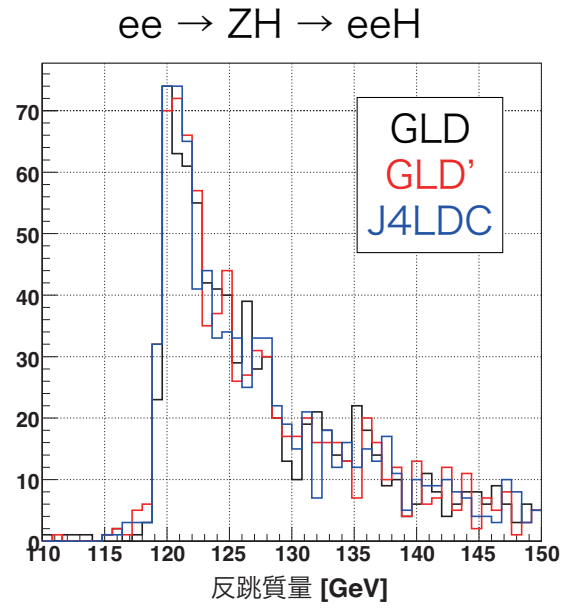


図 4.4: 電子チャンネルの反跳質量分布

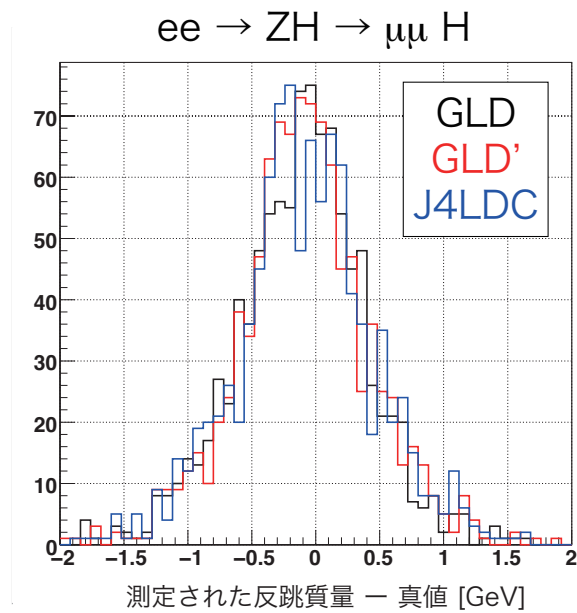


図 4.5: 測定された反跳質量とシミュレーションの真値との”差”(ミューオンチャンネル)

シミュレーション) をする前のトラックの運動量 (つまり、衝突点での運動量) を振らつかせ (smear)、その振らつかせた運動量から反跳質量を計算した。つまり、反跳質量と真値との差が測定器の運動量分解能にどれだけ依存しているかを調べた。その結果が、図 4.7 である。この図 4.7 を見ても、3 つの測定器間で違いは無く、さらに、図 4.5 と比べると幅がほぼ一致していることがわかる。実際にガウス分布でフィットして幅を求めると表 4.2 のように一致している。よって、反跳質量の測定精度は測定器の運動量分解能のみで決定され、角度分解能などには依存しないことがわかる。

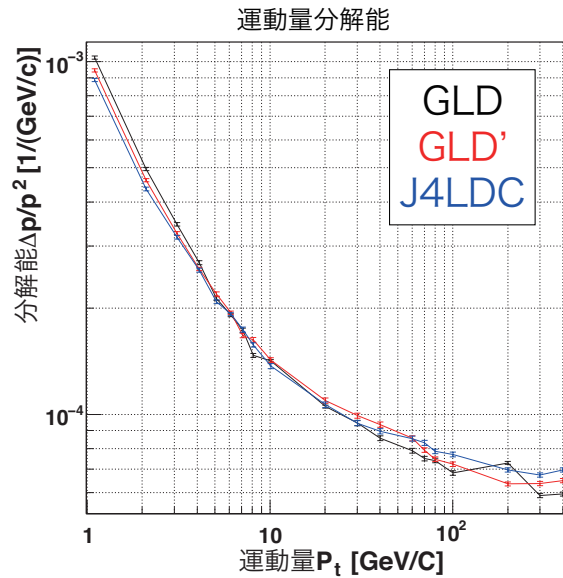


図 4.6: 3 つの測定器の運動量分解能の運動量依存性

測定器	測定値と真値との”差”	振らつかせた値と真値との”差”
GLD	0.44 GeV	0.43 GeV
GLD'	0.43 GeV	0.46 GeV
J4LDC	0.45 GeV	0.44 GeV

表 4.2: 測定値と真値との”差”

一方、図 4.8 は Z ボソンが電子ペアに崩壊するモードで反跳質量と真値との差を計算した結果である。このモードにおいても、測定器間の差はほとんど見られない。

以上をまとめると、ZH の反跳質量のモードにおいては 3 つの検出器モデル間に違いは見られなかった。また、反跳質量の測定精度は測定器の運動量分解能のみで決定されることがわかった。つまり、測定精度を上げるためには運動量分解能を向上させれば良い。

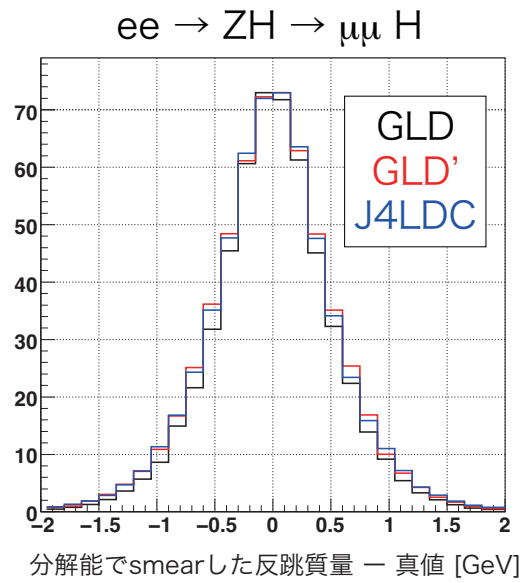


図 4.7: 測定された反跳質量と運動量分解能で振らつかせて作成した値との”差”

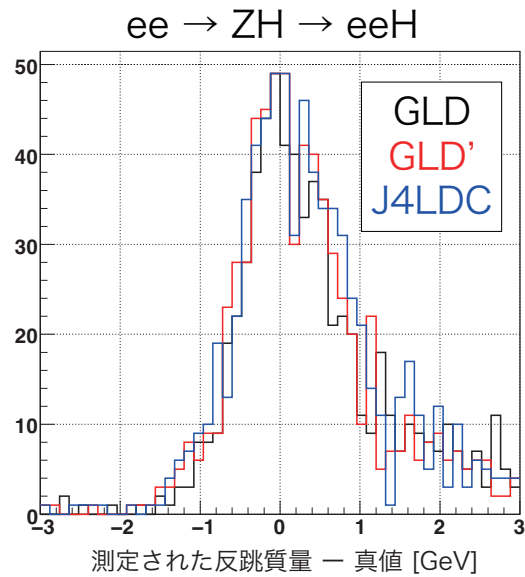


図 4.8: 測定された反跳質量とシミュレーションの真値との”差”(電子チャンネル)

4.4 他の解析モードの結果

ILD 測定器の最適化のために行われた解析は他にもある。ここで、それらを紹介する。

4.4.1 1 粒子事象を用いた評価 [10]

ミュー粒子を用いてそれぞれの測定器の違いやシミュレーションソフトウェアの違いが調べられた。シミュレーションに使われた測定器モデルとソフトウェアを表 4.3 に示す。表中の Satellite とは、GLD が使用していた再構成ツールのことである。

検出器	GLD		GLD'		LDC	
検出器モデル	gldapr08	LDC-GLD	gldprim	LDCPrime	j4lde	LDC01
測定器シミュレーション	Jupiter	Mokka	Jupiter	Mokka	Jupiter	Mokka
再構成ツール	Satellite	Marlin	Satellite	Marlin	Satellite	Marlin
磁場の強さ [T]	3	3	3.5	3.5	4	4
VTX の 1 層目の内径 [cm]	1.75	1.65	1.6	1.5	1.5	1.4
TPC の外径 [cm]	197.8	193.1	175.0	173.3	152.0	151.1

表 4.3: シミュレーション条件

4.4.1.1 運動量分解能

図 4.9 は Jupiter+Satellite で、ミュー粒子を衝突点から y 軸方向に放射させた際の 3 つの測定器モデル間の運動量分解能の違いである。図 4.9 の左図は横軸が運動量 (p_t)、縦軸が運動量の分解能 ($\Delta p/p^2 = \Delta\kappa$) のプロットである。右図は運動量分解能 ($\Delta\kappa$) を 3 つの測定器間の平均値で規格化したもの ($\Delta\kappa / \langle \Delta\kappa \rangle$) である。これを見ると、運動量の小さい時には、磁場が強く測定器の半径が小さな LDC(j4lde) の運動量分解能が良く、逆に、運動量が大きい時には、測定器の半径が大きな検出器 GLD(gldapr08) の分解能が良いことがわかる。つまり、運動量が比較的小さい時は磁場が強く、粒子のトラックを大きく曲げる方が、また、運動量大きい時には測定器の半径を大きくし、磁場内で運動する距離を長くする方が運動量分解能が良くなることがわかる。ちなみに、本研究で用いていた $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$ のレプトントラックの運動量はおおよそ 20GeV から 80GeV であり、この運動量の範囲では 3 つの検出器間では違いはほとんどない。

図 4.10 は Mokka+Marlin でのシミュレーション結果である。図 4.9 と同様に、左図は横軸が運動量 (p_t) で、縦軸が運動量分解能 ($\Delta\kappa$) であり、右図は縦軸を $\Delta\kappa / \langle \Delta\kappa \rangle$ としたプロットである。これらは図 4.9 と同じ傾向が見えている。つまり、ソフトウェア間の違いは小さいと言える。

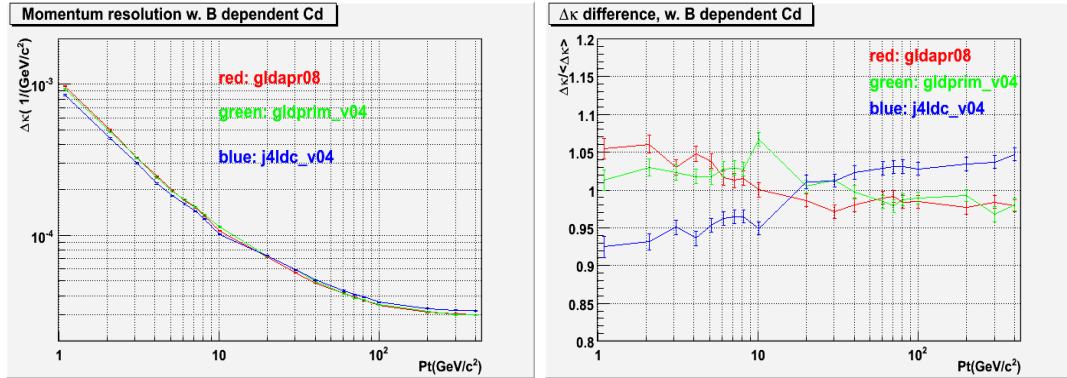


図 4.9: Jupiter でシミュレーションされた運動量分解能の運動量依存性。横軸は運動量 (p_t)、縦軸は左図では分解能の絶対値 ($\Delta\kappa = \Delta p/p^2$)、右図では 3 つの測定器での平均値で規格化された分解能 ($\Delta\kappa/\langle\Delta\kappa\rangle$)。

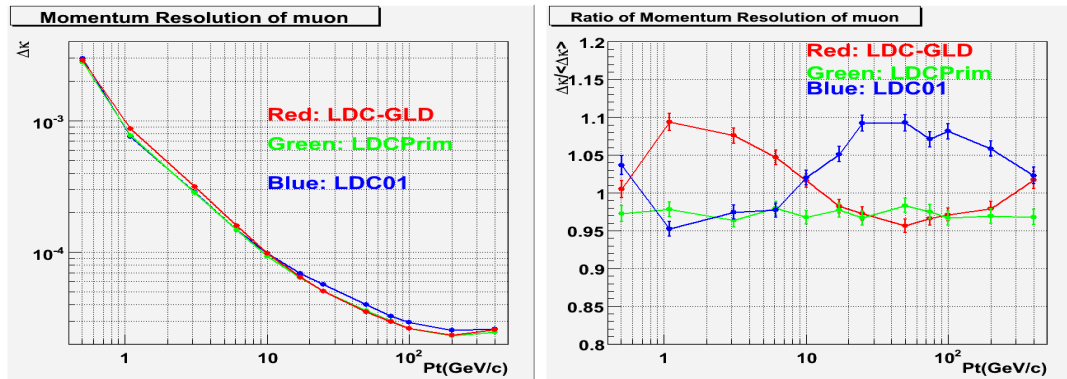


図 4.10: Mokka でシミュレーションされた運動量分解能の運動量依存性。横軸は運動量 (p_t)、縦軸は左図では分解能の絶対値 ($\Delta\kappa = \Delta p/p^2$)、右図では 3 つの測定器での平均値で規格化された分解能 ($\Delta\kappa/\langle\Delta\kappa\rangle$)。

4.4.1.2 衝突係数の分解能

再構成ツール (Satellite、Marlin) は、TPC、SIT、VTX での粒子のヒット点をフィットし、その粒子の運動量を求める。その際、図 4.11 のようにトラック線と衝突点の再近接距離を衝突係数という。衝突係数は b クォークと c クォークのタグに用いられるため、高い分解能が要求される。

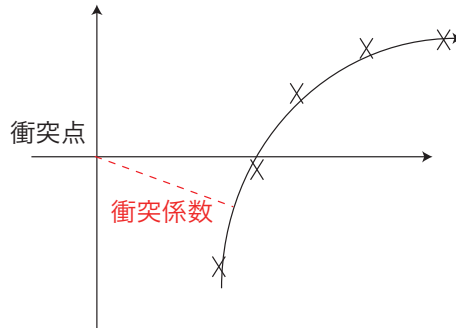


図 4.11: 衝突係数

図 4.12 は Jupiter+Satellite での、3つの測定器モデル間での衝突係数の分解能の違いである。左図は横軸に運動量 (p) を、縦軸を衝突係数 (σ) としたプロットで、右図は縦軸を $\sigma / \langle \sigma \rangle$ としたプロットである。特に低い運動量で LDC(j4ldc) が一番高い分解能となった。つまり、VTX の 1 層目の半径が小さい程、衝突係数の分解能は良いことがわかる。ここで、VTX の 1 層目の半径は測定器内の磁場の強さで決まっており、磁場を強くすると VTX の内径は小さくなる。

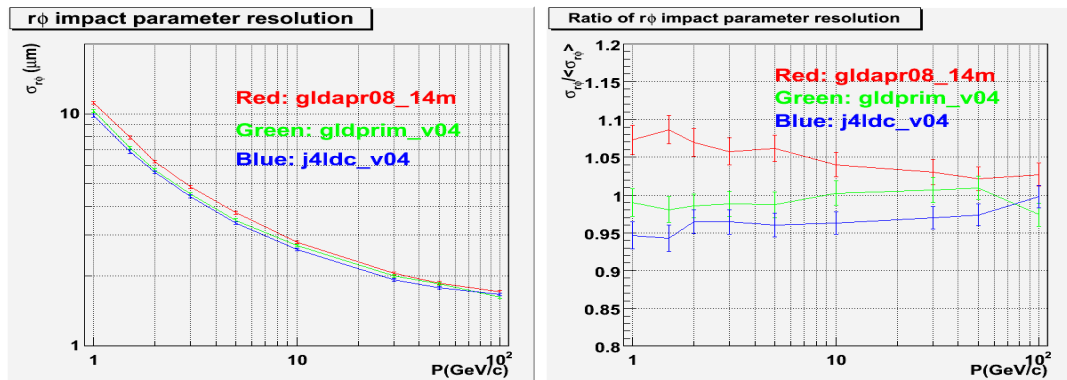


図 4.12: Jupiter でシミュレーションされた衝突係数の分解能の運動量依存性。横軸は運動量 (p_t)、縦軸は左図では分解能の絶対値 (σ)、右図では3つの測定器での平均値で規格化された分解能 ($\sigma / \langle \sigma \rangle$)。

図 4.13 は Mokka+Marlin でのシミュレーション結果であるが、図 4.12 と同じ傾向が見えている。つまり、ソフトウェア間の違いは少ない。

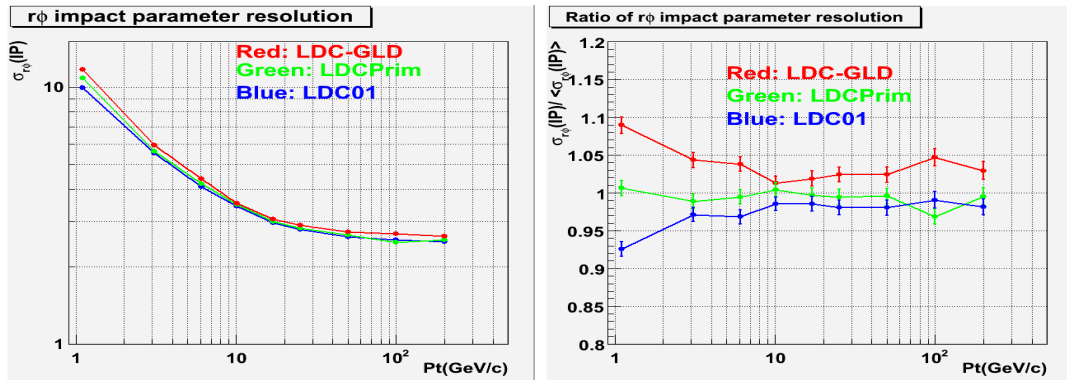


図 4.13: Mokka でシミュレーションされた衝突係数の分解能の運動量依存性。横軸は運動量 (p_t)、縦軸は左図では分解能の絶対値 (σ)、右図では 3 つの測定器での平均値で規格化された分解能 ($\sigma / \langle \sigma \rangle$)。

4.4.2 ZH の反跳質量

フランスの LAL グループでも本研究と同様の ZH の反跳質量の解析をしている。このシミュレーションでは Mokka というソフトウェアを用いており、本稿の結果 (Jupiter) と比べることに意味がある。ヒッグス粒子の質量と反応断面積の測定精度の解析結果を表 4.4 にまとめた。

$ee \rightarrow ZH \rightarrow \mu\mu X$		
測定器モデル	ΔM_H [MeV]	$\Delta\sigma(ZH \rightarrow \mu\mu)$ [fb]
GLD-LDC	29	0.32
LDC'	23	0.28
LDC	23	0.27
$ee \rightarrow ZH \rightarrow eeX$		
測定器モデル	ΔM_H [MeV]	$\Delta\sigma(ZH \rightarrow ee)$ [fb]
GLD-LDC	51	0.52
LDC'	47	0.49
LDC	47	0.52

表 4.4: フランス (LAL) グループによる ZH の反跳質量の解析結果

表 4.4 からわかるように、3 つの検出器モデルの間にはほとんど差が無いことが言える。

4.4.3 タウ粒子の解析 [11]

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の解析において、ベンチマークとなっている測定量は

- τ 生成の前方後方非対称性 (A_{FB})
- τ のスピン偏極 ($\text{Pol}(\tau)$)

である。このタウ粒子ペア生成のモードでは、タウ粒子のエネルギーが高いため高性能の PFA が要求されている。つまり、タウ粒子の崩壊後の電子やミュー粒子、荷電パイ中間子と中性パイ中間子の分離が難しい。また、中性パイ中間子は2つの光子に崩壊するが、この2つの光子を正しく分離し、再構成しなくてはならない。

4.4.3.1 前方後方非対称性 (A_{FB})

バーバー散乱や $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ のバックグラウンドは前方後方に多く表れるため、前方後方非対称性 (A_{FB}) を測定するためには、これらのバックグラウンドを落とし、シグナル事象を選択する事が要求される。表 4.5 はシグナル事象の選択効率の違いである。表中の GLD, GLD', J4LDC は Jupiter で、LDC' は Mokka でシミュレーションした結果である。表 4.5 から分かるように、シグナル事象の選択効率には検出器モデルの違いは見られない。また、シグナル選択に用いたカットでは、バーバー散乱は 13,000,000 イベント中 5 イベント、 $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ は 1,000,000 イベント中 0 イベント残った。

検出器モデル	シグナルの選択効率 [%]
GLD	22.9
GLD'	22.8
J4LDC	22.7
LDC'	22.7

表 4.5: シグナルの選択効率

前方後方非対称性 (A_{FB}) は、式 (4.1) のように定義されている。

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (4.1)$$

ここで、 N_F は前方に飛んだ粒子数で N_B は後方に飛んだ粒子数である。この A_{FB} を4つの検出器モデルで比較したものが表 4.6 である。このように、 A_{FB} の測定には検出器モデルの違いは見られなかった。

4.4.3.2 τ のスピン偏極 ($\text{Pol}(\tau)$)

タウ粒子は主に以下の5つへ崩壊する。括弧内は各モードへの崩壊分岐比を示している。

- $\tau \rightarrow e\nu\nu$ (17.8%)

検出器モデル	A_{FB} [%]	A_{FB} の誤差 [%]
GLD	46.63	0.62
GLD'	46.69	0.62
J4LDC	46.69	0.62
LDC'	46.83	0.62

表 4.6: 前方後方非対称性 (A_{FB})

- $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ (17.4%)
- $\tau \rightarrow \pi\nu$ (10.9%)
- $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ (25.2%)
- $\tau \rightarrow a_1\nu \rightarrow \pi\pi\pi\nu$ (9.3%)

タウ粒子のスピンの偏極の測定には、 $\tau \rightarrow e\nu\nu$ のような 3 体崩壊だとスピン情報がクリアでなくなってしまうため適していない。また、最後の $\tau \rightarrow a_1\nu \rightarrow \pi\pi\pi\nu$ は崩壊分岐比が 9.3% と低く多くの統計量が必要となっている。そこで、今回の検出器最適化の研究では、 $\tau \rightarrow \pi\nu$ と $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ のモードが用いられた。スピン偏極を測定するためには、この 2 つのモードを分離する必要がある。そのため、最終状態に中性パイ中間子の有無を確認することにより分離された。

$\tau \rightarrow \pi\nu$ モード

表 4.7 は $\tau \rightarrow \pi\nu$ モードにおけるシグナル事象の選択効率と、純度 (purity) である。Jupiter を用いた解析 (GLD, GLD', J4LDC) において、純度を見ると、J4LDC が一番悪く、GLD が一番良い結果となった。J4LDC ではもう一つのモード $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ の中性パイ中間子から生成される光子の分離ができなかったため、この $\tau \rightarrow \pi\nu$ モードのイベントに混じったからである。測定器の半径は大きい方が光子の分離に優れているため、この解析モードにおいては測定器の半径は大きい方がよいことが分かる。さらに、Mokka で行われた LDC' の結果と見ると、Jupiter で行われた 3 つの結果に比べ、純度が高い。これは、Mokka で行われた際、カロリメータのセル構造が細かくなっていたためであると思われる。

検出器モデル	選択効率 [%]	純度 [%]
GLD	21.3	85.7
GLD'	21.4	83.6
J4LDC	21.4	80.8
LDC'	21.2	88.5

表 4.7: シグナル事象の選択効率と純度 $\tau \rightarrow \pi\nu$ モード

また、表 4.8 は $\tau \rightarrow \pi\nu$ モードにおけるタウ粒子のスピンの偏極の測定結果である。表中のシフトはバックグラウンドによるスピンの偏極のシフトの値である。J4LDC では表 4.7 の純度が悪いためシフトの値が大きくなっている。これらの結果より、 $\tau \rightarrow \pi\nu$ モードでは、検出器の大きさが大きく、カロリメータが細かい構造が良いということが言える。

電子ビームの偏極	検出器モデル	スピン偏極 [%]	スピン偏極の誤差 [%]	シフト [%]
左巻き 80%	GLD	54.9	4.7	-4.5
	GLD'	52.1	4.6	-7.7
	J4LDC	52.2	4.7	-10.3
	LDC'	58.0	4.5	-3.3
右巻き 80%	GLD	-25.4	5.2	-7.6
	GLD'	-23.3	5.2	-9.8
	J4LDC	-27.7	5.2	-9.6
	LDC'	-19.1	5.1	-6.2

表 4.8: $\tau \rightarrow \pi\nu$ モードにおけるタウ粒子のスピンの偏極の測定

$\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モード

表 4.9 は $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モードのシグナル事象の選択効率と純度を示している。このモードでは、純度にはそれほど大きな違いは無いが、選択効率に違いが見られる。Jupiter を用いた解析 (GLD, GLD', J4LDC) では、J4LDC の選択効率が悪い。これは、検出器の半径が小さいため、2つの光子から π^0 を再構成する際、また、荷電 π と π^0 から ρ を再構成する際、粒子のトラックの分離が出来ていないからである。また、LDC' の選択効率がよいのは、 $\tau \rightarrow \pi\nu$ モードと同様に、カロリメータの構造が細かいためである。

検出器モデル	選択効率 [%]	純度 [%]
GLD	5.3	92.3
GLD'	4.3	90.3
J4LDC	3.7	90.5
LDC'	6.4	93.9

表 4.9: シグナル事象の選択効率と純度 $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モード

また、表 4.10 は $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モードにおけるタウ粒子のスピンの偏極の測定結果である。シグナル事象の選択効率の悪さのため、J4LDC の誤差が大きい。これらの結果より、 $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モードでも、検出器の大きさが大きく、カロリメータが細かい構造が良いということが言える。

電子ビームの偏極	検出器モデル	スピン偏極 [%]	スピン偏極の誤差 [%]	シフト [%]
左巻き 80%	GLD	34.5	6.8	-1.7
	GLD'	42.7	7.4	-1.1
	J4LDC	36.3	8.2	-0.79
	LDC'	36.8	6.1	-0.99
右巻き 80%	GLD	-30.9	8.3	3.7
	GLD'	-34.3	9.4	0.88
	J4LDC	-36.5	11.2	-1.90
	LDC'	-32.5	7.9	-0.49

表 4.10: $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$ モードにおけるタウ粒子のスピン偏極の測定

4.4.4 SUSY の解析 [12]

超対称性粒子である χ^\pm (チャージーノ), χ_2^0 (ニュートラリーノ) は、生成された後、以下のように $W + \chi_1^0$, $Z + \chi_1^0$ へそれぞれ崩壊する。

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \chi^+\chi^- \rightarrow W^+\chi_1^0W^-\chi_1^0 \\ e^+e^- &\rightarrow \chi_2^0\chi_2^0 \rightarrow Z\chi_1^0Z\chi_1^0 \end{aligned}$$

これらのイベントを分離するためには W ペアと Z ペアを分離する必要がある。そのためこの解析には、W または Z から崩壊して出来るジェットのエネルギー分解能が重要である。

チャージーノの解析

表 4.11 はチャージーノの解析における χ^\pm と χ_1^0 の質量測定結果を、それぞれの測定器モデルで比較したものである。この表から分かるように、それぞれの測定器間で差は見られなかった。

検出器モデル	χ^\pm の質量 [GeV]	χ_1^0 の質量 [GeV]
インプット値	210.21	117.36
GLD	215.4 ± 1.15	121.6 ± 0.72
GLD'	216.3 ± 1.55	120.8 ± 0.89
J4LDC	215.0 ± 1.20	120.4 ± 0.76

表 4.11: チャージーノの質量測定の結果。

ニュートラリーノの解析

表 4.12 はニュートラリーノの解析における χ_2^0 と χ_1^0 の質量測定結果を、それぞれの検

出器モデルで比較したものである。この表から分かるように、それぞれの検出器間で差は見られなかった。

検出器モデル	χ_2^0 の質量 [GeV]	χ_1^0 の質量 [GeV]
インプット値	210.67	117.36
GLD	214.6 ± 0.49	120.6 ± 0.31
GLD'	214.9 ± 0.44	120.6 ± 0.29
J4LDC	214.4 ± 0.51	120.7 ± 0.31

表 4.12: ニュートラリーノの質量測定の結果。

4.5 測定器最適化のまとめ

この節で ILD 測定器の最適化に用いられた解析を以下の表 4.13 にまとめる。

解析モード	結果
ZH の反跳質量	反跳質量の測定：大きな違いは無い。反跳質量の測定精度は検出器の運動量分解能により決定する。
1 粒子事象	運動量分解能：運動量の小さなトラックは LDC が良く、大きなトラックは GLD が良い。
	衝突係数の分解能：LDC が良い。
タウ粒子の解析	前方後方非対称性 (A_{FB})：大きな違いは無い。
	タウ粒子のスピン偏極 ($\text{Pol}(\tau)$)：測定器の半径が大きく、電磁カロリメータの構造細かい方が良い。
SUSY の解析	超対称性粒子の質量の測定：大きな違いは無い。

表 4.13: 各解析の結果

このように、1 粒子事象の解析では測定器間の違いが出たものの、ZH の反跳質量の測定精度、タウ粒子の前方後方非対称性、超対称性粒子の質量の測定においては、それぞれの測定器の間に違いは見られなかった。また、タウ粒子の解析には電磁カロリメータが構造細かい程よく、ZH の反跳質量の解析では検出器の運動量分解能に依ってヒッグス粒子の質量の測定精度が決まることがわかった。

4.6 ILD 測定器パラメータの決定

本研究では、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$ または $\mu^+\mu^-H$ の反応過程を用いて、3 つの検出器モデル (GLD, GLD', LDC) の性能の比較がなされた。この解析モードは最終状態の 2 本のレプトントラックから、Z ボソンのエネルギー・運動量を求め、ビームの

4 元運動量から引くこと、つまり、反跳質量を求めることにより、ヒッグス粒子の質量を測定する。今回は、測定された反跳質量の値とそのシミュレーションの真値との”差”を取り、どれだけ正確にヒッグス粒子の質量を測定できるかを 3 つの検出器モデルで比較した。その結果、それぞれの検出器モデル間には大きな違いが見られなかった。さらに、衝突点でのレプトンに対するの運動量を検出器の運動量分解能で振らつかせ、反跳質量を求めた。その時、“差”の分布が実際測定された分布と一致したことから、このモードでヒッグス粒子の質量測定の精度を決定しているのは測定器の運動量分解能であることがわかった。つまり、質量の測定精度を向上させるためには、検出器の運動量分解能を上げれば良いことわかった。

同じモードを用いた LAL グループの解析においても、測定器間で違いが見られなかった。

また、1 粒子事象の解析から、運動量が小さい時には磁場が強い方が、大きい時には、逆に磁場を弱くし、TPC の半径が大きい方が運動量分解能が高いことがわかった。また、クォークのタグに用いられる衝突係数の分解能は、VTX の 1 層目の内径を小さくすれば良い。そのためには、磁場の強さを大きくすれば良いことがわかった。

タウ粒子の解析からは、 π^0 中間子からの 2 本の光子を分離するため、カロリメータの半径を大きくし、ピクセルのサイズを細かくすれば良いことがわかった。

SUSY の解析では、3 つの測定器間に測定精度の違いは見られなかった。

以上より、ILD 検出器のパラメータは表 4.14 のように決定された。

		ILD
ビームパイプ	半径 [mm]	14.5
VTX	1 層目の半径 [mm]	16.0
	2 層目の半径 [mm]	17.9
	3 層目の半径 [mm]	37.0
	4 層目の半径 [mm]	38.9
	5 層目の半径 [mm]	58.0
	6 層目の半径 [mm]	59.9
TPC	ドリフト長 [mm]	2247.5
	内径 [mm]	329
	外径 [mm]	1808
ソレノイド	磁場の強さ [T]	3.5
ECAL パレル	内径 [mm]	1847
	外径 [mm]	2350
ECAL エンドキャップ	内径 [mm]	400
	外径 [mm]	2089
	位置 (Z)[mm]	2450
HCAL パレル	内径 [mm]	2058
	位置 (Z)[mm]	2350
HCAL エンドキャップ	内径 [mm]	350
	外径 [mm]	3090
	位置 (Z)[mm]	2650

表 4.14: ILD 測定器モデル

第5章 ILD 測定器における ZH 反跳質量の測定精度

5.1 シミュレーションセットアップ

前章で最適化された ILD 測定器のパラメータ (表 4.14) で再びシミュレーションを行い、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$ の反応における、ヒッグス粒子の質量の測定精度の評価をした。

本解析では、トラッキング・エミュレータとして Mokka を、再構成ツールとして Marlin を用いた。また、重心系エネルギーは第 4 章と同様、250GeV で解析した。また、ビームのスピンの偏極は電子 80%、陽電子-30% であり、ベンチマーク・プロセスの条件と同じである。ここで、スピン偏極 (\mathcal{P}) の定義は式 (5.1) である。

$$\mathcal{P} = \frac{\text{“スピンが (+) の粒子数”} - \text{“スピンが (-) の粒子数”}}{\text{“スピンが (+) の粒子数”} + \text{“スピンが (-) の粒子数”}} \quad (5.1)$$

本解析で用いたシグナル事象とバックグラウンド事象の反応断面積は表 5.1 である。表中の電子チャンネルとは、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-X$ であり、また、ミューオン・チャンネルとは $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-X$ の反応である。表 5.1 からわかるように、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (バーバー散乱) と $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ の反応断面積が大きい。そのため、これらのバックグラウンドを生成する際には、いくつかの条件を付けて事象を選択し生成することが必要である。本解析では以下の条件をつけた。

- 反跳質量が 105GeV 以上 165GeV 以下。
- 2 本のトラックの不変質量 ($M_{di-lepton}$) が

$$M_Z(91.18\text{GeV}) - 20\text{GeV} < M_{di-lepton} < M_Z + 20\text{GeV}$$

- 2 本のトラックの横運動量 ($p_t^{di-lepton}$) が 10GeV/c 以上。

5.2 解析手順

電子チャンネル (ミューオン・チャンネル) の解析手順は以下の通りである。

- Marlin で再構成された結果、電子 (ミューオン) と識別されたいくつかのトラックの内、2 本選び、それらの不変質量を計算する。

電子チャンネルの事象		ミューオン・チャンネルの事象	
反応過程	反応断面積 [fb]	反応過程	反応断面積 [fb]
eeH (シグナル)	7.48	$\mu\mu H$ (シグナル)	7.02
ee	1.73×10^7	$\mu\mu$	8.12×10^3
$\tau\tau$	8.12×10^3	$\tau\tau$	8.12×10^3
$\nu_e e e \nu_e$	65.5	$\nu_\mu \mu \mu \nu_\mu$	38.6
$\nu_\mu \nu_\mu ee$	20.0	$\nu_e \nu_e \mu\mu$	9.08
$\nu_\tau \nu_\tau ee$	20.0	$\nu_\tau \nu_\tau \mu\mu$	8.38
$uu ee$	4.60×10^2	$uu \mu\mu$	19.0
$cc ee$	4.60×10^2	$cc \mu\mu$	19.0
$eeee$	9.68×10^2	$ee \mu\mu$	1.08×10^3
$ee \mu\mu$	1.08×10^3	$\mu\mu \mu\mu$	4.63
$ee \tau\tau$	9.47×10^2	$\mu\mu \tau\tau$	9.39
$eedd$	82.2	$\mu\mu dd$	19.7
$ee ss$	82.1	$\mu\mu ss$	19.7
$ee bb$	65.8	$\mu\mu bb$	19.3

表 5.1: シグナル事象とバックグラウンド事象の反応断面積

- 上の計算を全ての組み合わせについて行い、その中でその不変質量が Z ボソンの質量 (91.2 GeV) に最も近い値を持つペアを、 Z ボソンからの崩壊で生成されたレプトン・ペアと同定する。
- バックグラウンド事象を除去するために、いくつかのカットを適用しシグナル事象の選択を行う。
- その後、反跳質量分布を関数でフィットし、ヒッグス粒子の質量と反応断面積を見積もる。

5.3 シグナル事象の選択

バックグラウンド事象を除去するために、カットによるシグナル事象の選択を行った。この節では、反応過程を電子チャンネル ($e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-X$) とミューオン・チャンネル ($e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-X$) に分けて述べることにする。

5.3.1 電子チャンネル

5.3.1.1 シグナル領域

図 5.1 はカット前の反跳質量分布である。

この解析ではヒッグス粒子の質量は 120GeV と入力しているため、式 (3.1) で計算される Z ボソンの反跳質量は 120GeV 付近にピークを持つ。しかし、衝突時にビームが ISR, 制動放射やビーム・ストラールングをしている場合、ビームのエネルギーは 250GeV よりも低くなる。式 (3.1) では $\sqrt{s} = 250\text{GeV}$ とし計算するため、反跳質量は大きくなる。逆に、ビームのエネルギーが大きくなることは無いので小さくなることは無い。つまり、反跳質量分布はエネルギーの高い方にテールを持つことになる。実際には、ビーム・エネルギーの広がりも考慮に入れているため、図 5.1 のように多少エネルギーの低い方にも分布する。

$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2\text{fermion}$ の分布で約 91GeV 付近に見える小さなピークは $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-Z$ によるものである。

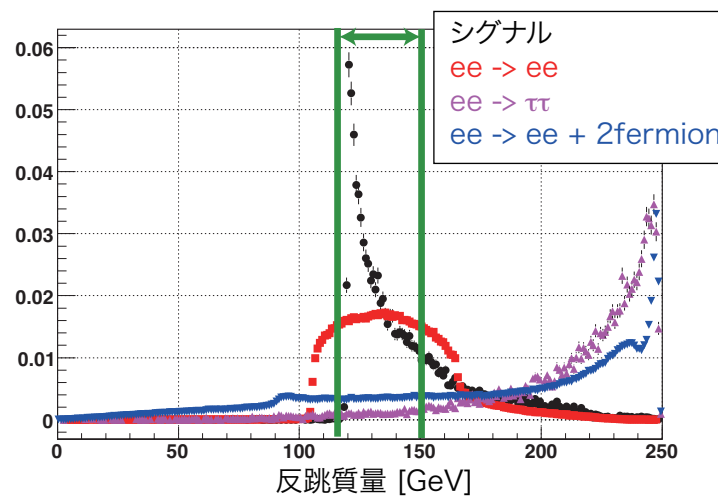


図 5.1: カット前の反跳質量の分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

最終的にフィットする領域を $115 \sim 150\text{GeV}$ とし、それ以外のシグナル、バックグラウンドイベントは除去した。

5.3.1.2 Z ボソンの質量選択

図 5.2 は、5.3 のカットを適用した後の di-lepton システムの不変質量の分布、つまり、2つの電子の 4 元運動量から計算された Z ボソンの不変質量である。この図からわかるように、シグナル事象は Z ボソンの質量付近 (91.2GeV) にピークを持つ。また、 $e^+e^- \rightarrow 4f$ バックグラウンドには、 $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-Z$ のバックグラウンドがあるため、僅かではあるがシグナルと同様の位置にもピークを持つ。

バックグラウンドを除去するために

$$80.0[\text{GeV}/c^2] < M_Z < 100.0[\text{GeV}/c^2]$$

のイベントを取り出すことにした。

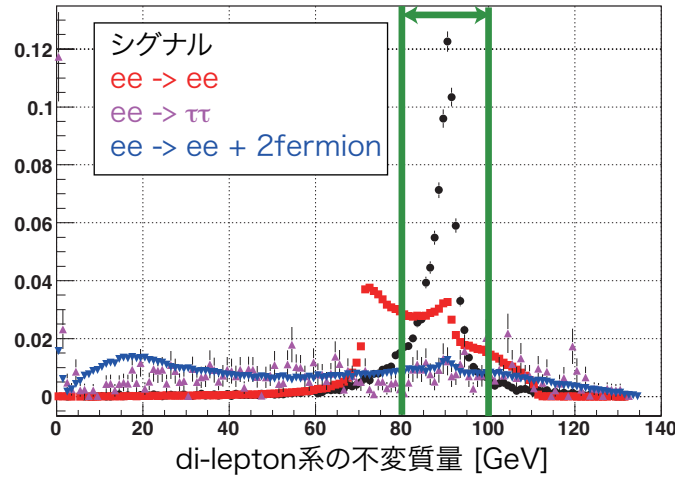


図 5.2: di-lepton システムの不変質量の分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

5.3.1.3 縦運動量の選択

図 5.3 は、5.3.1.2 のカットを適用した後の、di-lepton システムの運動量の垂直成分 (p_t) の分布である。この図からわかるように、シグナル事象の分布は 60 GeV 付近にピークを持ち、ほとんどが 20 GeV 以上に分布することがわかる。一方 $e^+e^- \rightarrow 4f$ のバックグラウンドは 10 GeV 付近に分布している。

そこで、バックグラウンドを除去するために

$$P_{t_{di-lepton}} > 20.0[\text{GeV}/c]$$

のイベントを取り出すことにした。

5.3.1.4 Acoplanarity の選択

二つの電子の運動量 $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$, $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$ から Acoplanarity を式 (5.2) のように計算した。Acoplanarity とは、2 体崩壊で生成した粒子の運動量を X-Y 平面上に投影したときの、トラック間の角度である。

$$\begin{aligned} \text{Acoplanarity} &= \cos^{-1} \left(\frac{p_x \cdot q_x + p_y \cdot q_y}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2} \cdot \sqrt{q_x^2 + q_y^2}} \right) \\ &= \cos^{-1} \left(\frac{p_x \cdot q_x + p_y \cdot q_y}{p_t \cdot q_t} \right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

つまり、Acoplanarity が π であれば、崩壊前の親粒子の p_t がゼロであったことを示している。したがって、 $e^+e^- \rightarrow 2f$ のバックグラウンドでは、Acoplanarity は π になる。

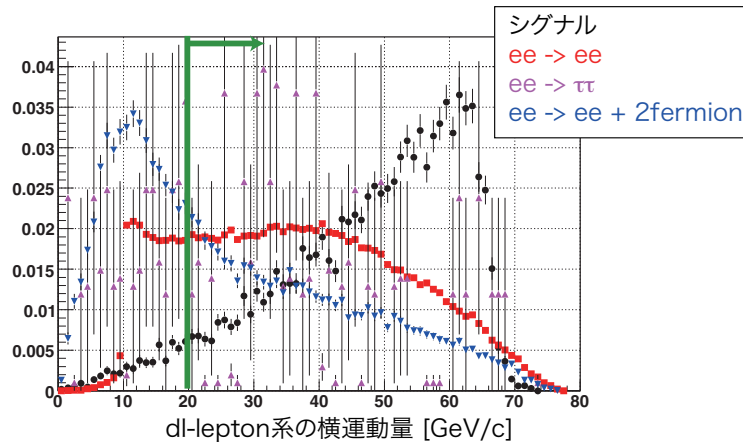


図 5.3: di-lepton システムの p_t 分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

図 5.4 は、5.3.1.3 のカットを適用した後の、それぞれのイベントでの Acoplanarity の分布を示している。実際に、 $e^+e^- \rightarrow 2f$ バックグラウンドは π 付近にピークを持っている。

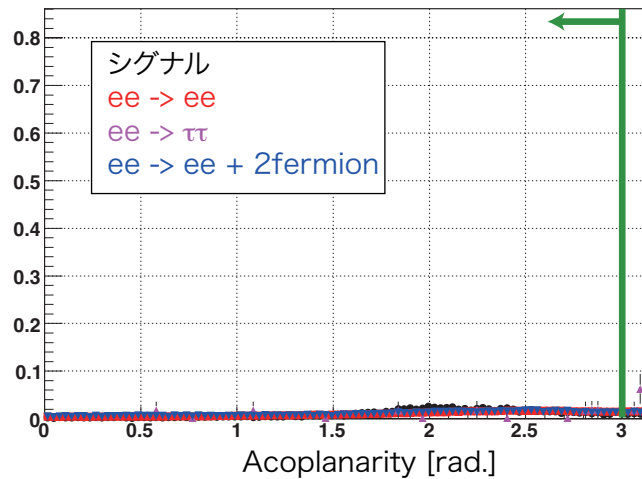


図 5.4: Acoplanarity 分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

そこで、バックグラウンドを除去するために

$$Acoplanarity < 3.0[rad]$$

のイベントを取り出すことにした。

5.3.1.5 電子トラックの $\cos\theta$ の選択

シミュレーションの座標系は電子ビームの方向を Z 軸の方向としている (3.6 節)。すると、バーバー散乱された後の電子は Z 軸の方向に、陽電子は Z 軸とは反対方向に多く生成されることになる。つまり、バーバー散乱の電子トラックの $\cos\theta$ は 1 付近に、陽電子トラックの $\cos\theta$ は -1 付近に分布すると思われる。

図 5.5 は、5.3.1.4 のカットを適用した後の、それぞれのイベントでの電子の $\cos\theta$ の分布を示している。この図より、期待通り $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ の電子は 1 付近に多く分布していることがわかる。また、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2fermion$ も 1 付近にピークを持つ。これは、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ のバックグラウンドが t -チャンネルで起こり、 W^+W^- ペアは前方後方 (本研究の座標系では W^- が前方) に生成されるためである。

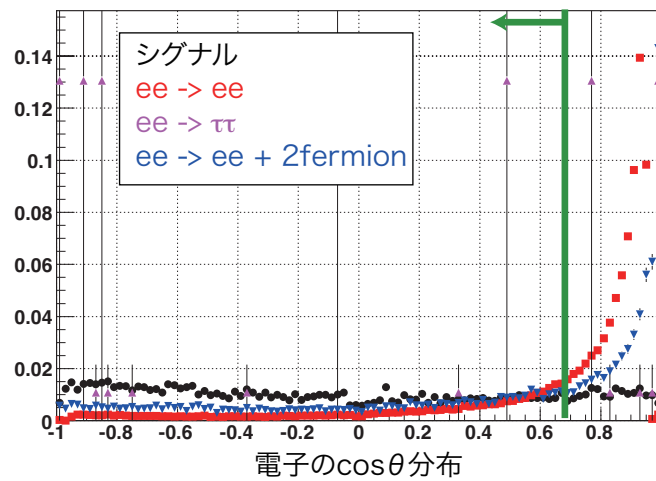


図 5.5: 電子の $\cos\theta$ 分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

逆に、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow ee + 2fermion$ バックグラウンドにおける陽電子トラックの $\cos\theta$ は -1 付近にピークを持つ。

そこで、バックグラウンドを除去するために、電子に対し、

$$\cos\theta < 0.7$$

、また、陽電子に対しては

$$\cos\theta > -0.7$$

のカットを適用した。

5.3.1.6 選択後の分布

これらのカットを全て適用した後の反跳質量の分布は図 5.6 のようになった。また、表 5.2 はそれぞれのカットの後でのシグナル、バックグラウンド事象のイベント数で

ある。表中の値は、ルミノシティが 250fb^{-1} の統計量に規格化している。表中の「イベント生成時の条件」とは、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ を生成する際の条件のことである。

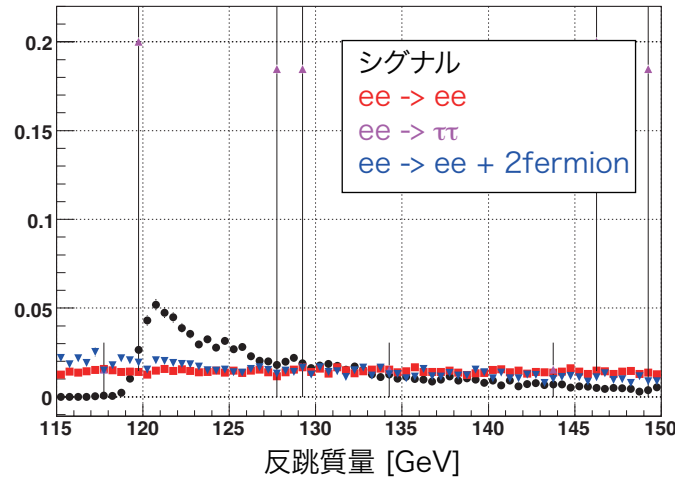


図 5.6: カット後の反跳質量の分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

5.3.2 ミューオン・チャンネル

5.3.2.1 シグナル領域

図 5.7 は、カットをかける前の反跳質量の分布である。シグナル事象は、電子チャンネルの場合と同様に 120GeV 付近にピークを持ち、エネルギーの高い方にテールを持っている。ただし、ミュオン粒子は検出器内で制動放射をしにくいいため、電子チャンネルの反跳質量の分布 (図 5.1) に比べ細い分布となっている。また、 $e^+e^- \rightarrow ee + 2\text{fermion}$ では、 $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-Z$ のバックグラウンドにより、Z ボソンの質量 (91GeV) 付近にピークを持っている。

最終的にフィットする領域は、電子チャンネルと同じく、 $115 \sim 150\text{GeV}$ とした。

5.3.2.2 Z ボソンの質量選択

図 5.8 は、5.3.2.1 を適用した後の di-lepton システムの不変質量の分布である。シグナルは Z ボソンの質量 (91.2GeV) 付近にピークを持つ。

バックグラウンドを除去するために

$$80.0[\text{GeV}/c^2] < M_Z < 100.0[\text{GeV}/c^2]$$

のイベントを取り出すことにした。

	シグナル		バックグラウンド			
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-H$		$e^+e^- \rightarrow 2f$		$e^+e^- \rightarrow 4f$	
	事象数	効率 [%]	事象数	効率 [%]	事象数	効率 [%]
カット無し	1869	100	4.24×10^6	100	1.06×10^6	100
イベント生成時の条件			2.19×10^6	51.6		
2本のトラック選択	1852	99.1	3.91×10^5	9.23	5.56×10^5	52.3
シグナル領域	1302	69.7	9.62×10^4	2.27	6.67×10^4	6.27
M_Z	1041	55.7	4.41×10^4	1.04	1.23×10^4	1.16
$Pt_{di-lepton}$	983.2	52.6	3.50×10^4	0.826	6.51×10^3	0.612
Acoplanarity	936.2	50.1	3.18×10^4	0.749	6.10×10^3	0.574
$\cos \theta$	711.9	38.1	4.62×10^3	0.109	2.16×10^3	0.204

表 5.2: 電子チャンネルのカット後のイベント数。統計量は 250fb^{-1} に規格化されている。

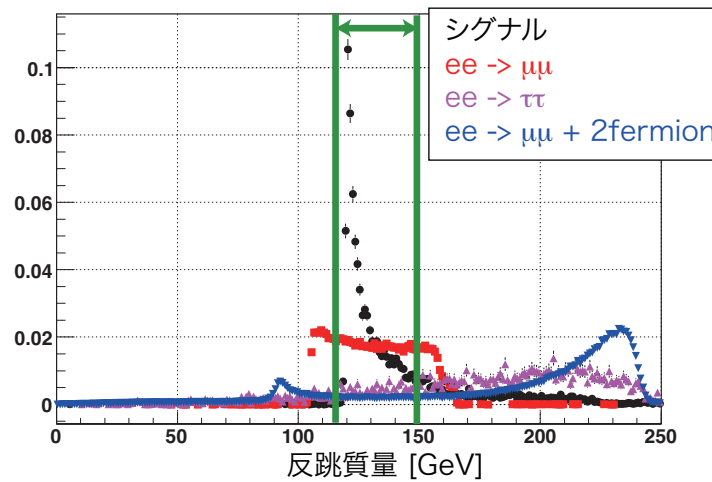


図 5.7: カット前の反跳質量の分布。それぞれのヒストグラムは1に規格化してある。

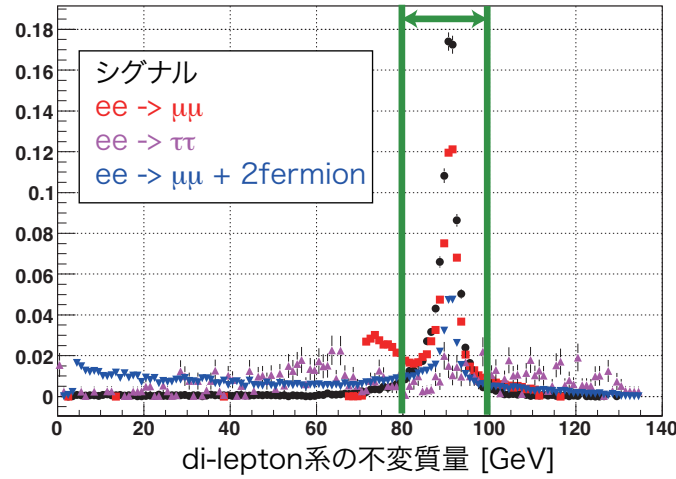


図 5.8: di-lepton システムの不変質量分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

5.3.2.3 縦運動量の選択

図 5.9 は、5.3.2.2 のカットを適用した後の、di-lepton システムの p_t の分布である。シグナル事象は 65GeV にピークを持ち、ほとんどが 20GeV 以上に分布していることがわかる。一方 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ バックグラウンドはゼロ付近にピークを持っていることがわかる。

そこで、バックグラウンド事象を除去するために

$$P_{t_{di-lepton}} > 20.0[\text{GeV}/c]$$

のイベントを取り出すことにした。

5.3.2.4 Acoplanarity の選択

ミュオンチャンネルについても 5.3.1.4 と同様に Acoplanarity を計算した。図 5.10 は、5.3.2.3 のカットを適用した後の、それぞれのイベントでの Acoplanarity の分布を示している。 $e^+e^- \rightarrow 2f$ バックグラウンドでは、Acoplanarity は π にピークを持つ。

そこで、バックグラウンドを除去するために

$$Acoplanarity < 3.0[\text{rad}]$$

のイベントを取り出すことにした。

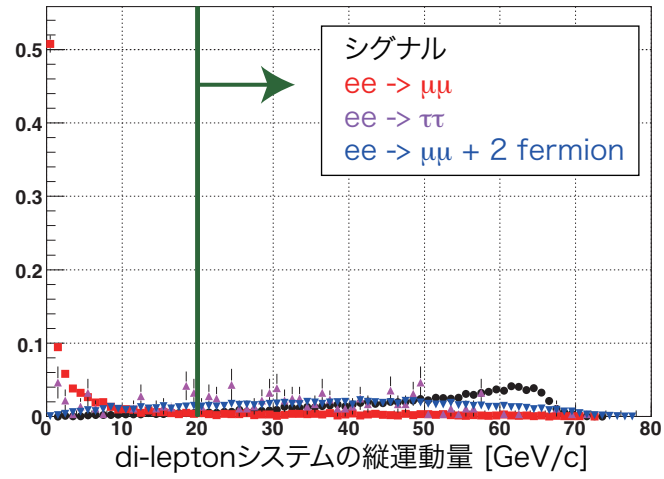


図 5.9: di-lepton システムの p_t 分布。それぞれのヒストグラムは1に規格化してある。

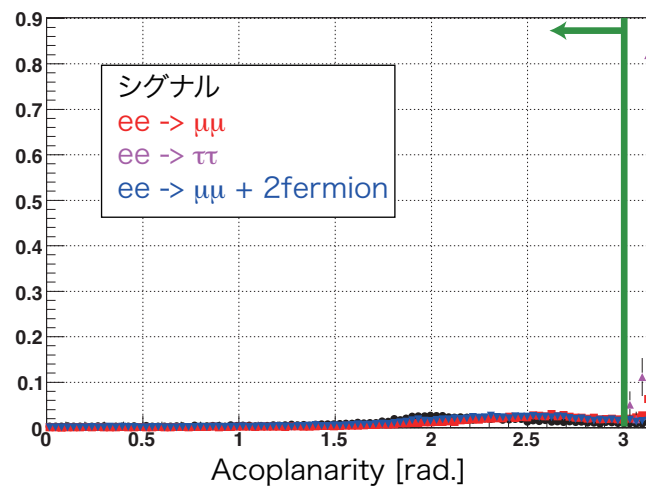


図 5.10: Acoplanarity 分布。それぞれのヒストグラムは1に規格化してある。

5.3.2.5 $\cos\theta$ の選択

図 5.11 は、5.3.2.4 のカットを適用した後の、di-lepton 系の $|\cos\theta|$ の分布である。この図からわかるように、シグナル事象は一様に分布し、一方、バックグラウンドは t-チャンネル事象を含むため $\cos\theta$ が大きい方に分布する。

バックグラウンドを除去するために

$$|\cos\theta| < 0.8$$

の事象を取り出すことにした。

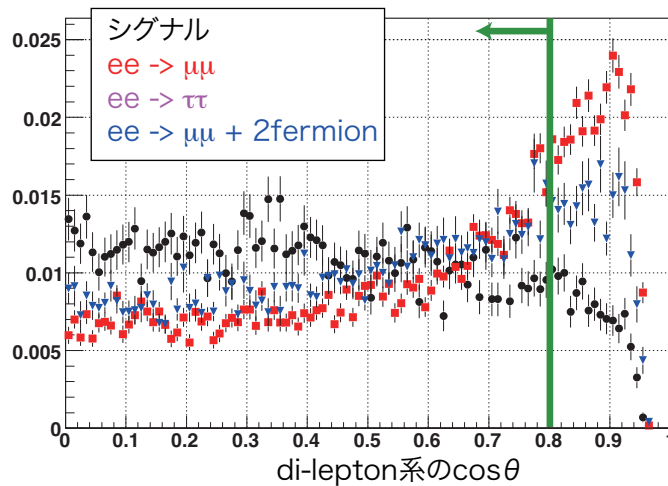


図 5.11: di-lepton 系の $\cos\theta$ 分布。それぞれのヒストグラムは 1 に規格化してある。

5.3.2.6 選択後の分布

これらのカットを全て適用した後の反跳質量の分布は図 5.12 のようになった。また、表 5.2 はそれぞれのカットの後でのシグナル、バックグラウンド事象のイベント数である。表中の値は、ルミノシティが 250fb^{-1} の統計量に規格化している。

5.4 ヒッグス粒子の質量と反応断面積の決定

5.4.1 シグナル事象のフィット関数

フィットに用いた関数は式 (5.3) である。

$$F_{sig}(m) = N_{sig} \cdot e^{-Am} \cdot \int F_H(m+t) e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} dt \quad (5.3)$$

$$F_H(m) = \left(\frac{m - M_H}{\sqrt{s} - M_H} \right)^\beta, (M_H < m < \sqrt{s}) \quad (5.4)$$

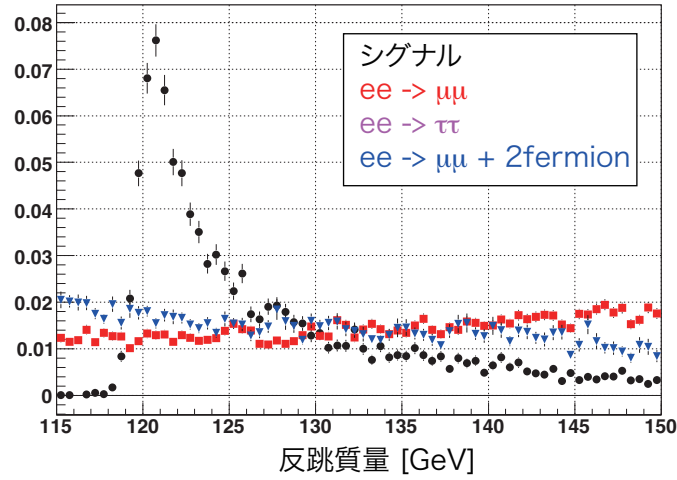


図 5.12: カット後の反跳質量の分布。それぞれのヒストグラムは1に規格化してある。

	シグナル		バックグラウンド			
	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-H$		$e^+e^- \rightarrow 2f$		$e^+e^- \rightarrow 4f$	
	イベント数	効率 [%]	イベント数	効率 [%]	イベント数	効率 [%]
カット無し	1754	100	4.06×10^6	100	3.12×10^5	100
イベント生成時の条件			2.06×10^6	50.8		
2本のトラック選択	1480	84.4	7.30×10^4	1.80	1.35×10^5	43.1
シグナル領域	1166	66.5	2.07×10^4	0.511	9.51×10^3	3.04
M_Z	1043	59.5	1.06×10^4	0.261	3.14×10^3	1.01
$P_{t_{di-lepton}}$	991.2	56.5	7.14×10^3	0.176	2.56×10^3	0.819
Acoplanarity	945.7	53.9	5.15×10^3	0.127	2.38×10^3	0.762
$\cos \theta$	836.5	47.7	3.56×10^3	0.0876	1.87×10^3	0.599

表 5.3: ミューオンチャンネルのカット後のイベント数

この関数はガウス関数と $F_H(m)$ との畳み込みに指数関数を掛けた形になっている。 $F_H(m)$ は制動放射とビームストラルングから予想される形であり、ヒッグス粒子の質量 M_H からなだらかに減少する関数である。この $F_H(m)$ と、検出器による揺らぎの効果を導入するためにガウス関数との畳み込みを実行する。

これだけの関数、つまり、式 (5.5) の関数でフィットするとピーク付近やテール付近にズレが生じた。

$$F_{sig}(m) = N_{sig} \cdot \int F_H(m+t) e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} dt \quad (5.5)$$

これを補正するために指数関数の項 (e^{-Am}) を式 (5.5) に掛け、式 (5.3) とした。つまり、式 (5.3) のフィットパラメータは規格化定数 (N), 補正項 (A), ヒッグス粒子の質量 (M_H), 検出器の測定精度 (σ), 制動放射・ビームストラルングの項 (β) の 5 つである。シグナル事象のみの反跳質量分布と式 (5.3) でフィットした結果を図 5.13、5.14 に載せる。

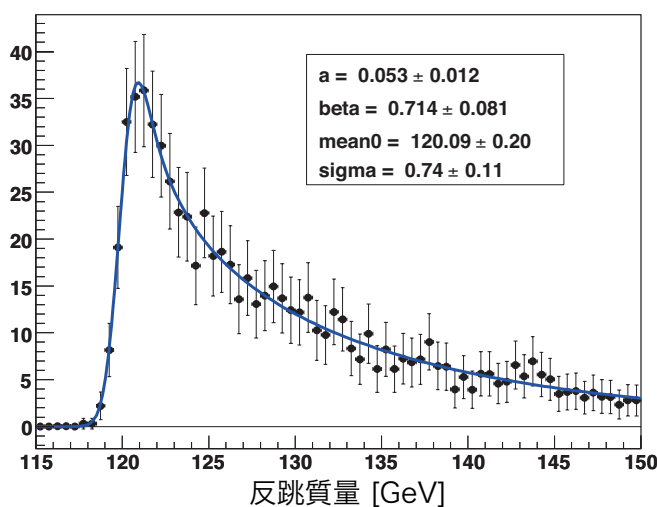


図 5.13: 電子チャンネルのシグナルを式 (5.3) でフィットした結果。

5.4.2 バックグラウンド事象のフィット関数

バックグラウンドのフィットは、式 (5.6) の 3 次の項までのチェビシェフの多項式を用いた。

$$F_{bkg}(m) = N_{bkg} \cdot \left(1 + \sum_{i=1}^3 p_i \cdot T_i(m) \right)$$

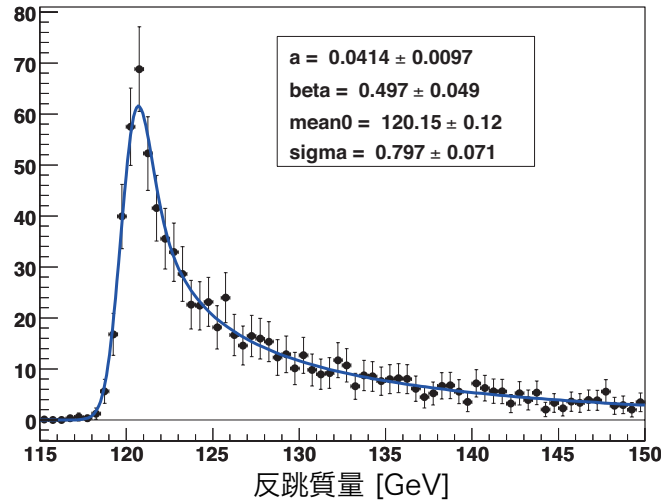


図 5.14: ミューオン・チャンネルのシグナルを式 (5.3) でフィットした結果。

$$\text{ここで、} \begin{cases} T_1(m) = m \\ T_2(m) = 2m^2 - 1 \\ T_3(m) = 4m^3 - 3m \end{cases} \quad (5.6)$$

図 5.15、5.16 はバックグラウンド事象の反跳質量分布を式 (5.6) でフィットした結果である。

5.4.3 フィット方法

5.4.1 で述べた通り、シグナルのフィット関数には 5 つのパラメータがある。この内、ヒッグス粒子の質量とは関係のない A , β の 2 つのパラメータを固定するため、その値をシミュレーションから求めた。その際には、異なるデータサンプルを用い、統計の偏りが入らないように決定した。

バックグラウンドには 4 つのパラメータがあるが、その内、規格化定数 (N_{bkg}) 以外のパラメータは、バックグラウンドのフィットから求め固定した。

その後、シグナル+バックグラウンドの分布をフィットした。つまり、最終的なフィットパラメータは N_{sig} , M_H , σ , N_{bkg} の 4 つである。

5.4.4 結果

5.4.3 節の方法を用いてフィットした結果が図 5.17、5.18 である。このフィット結果により、ヒッグス粒子の質量とシグナル事象の反応断面積は以下のように測定された。

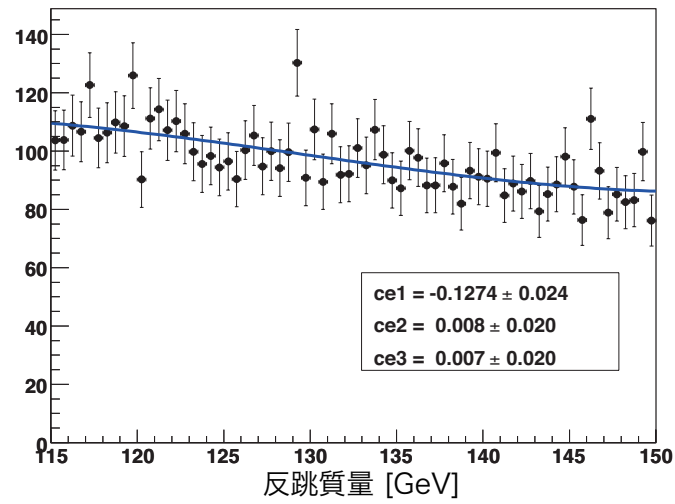


図 5.15: 電子チャンネルのバックグラウンドを式 (5.6) でフィットした結果。

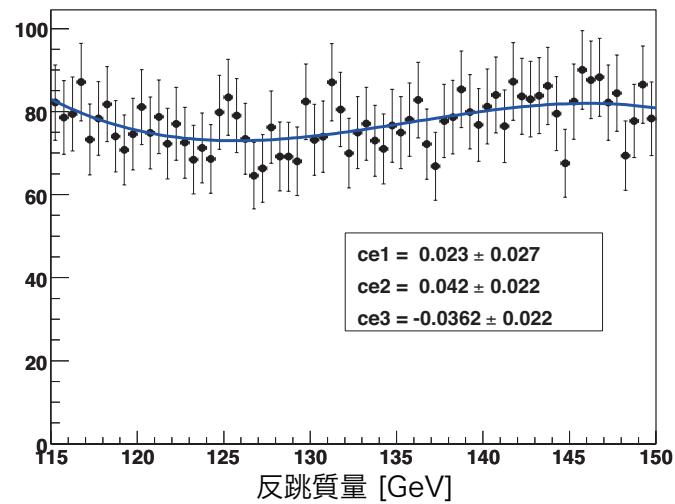


図 5.16: ミューオンチャンネルのバックグラウンドを式 (5.6) でフィットした結果。

● 電子チャンネル

$$M_H = 119.948 \pm 0.306 \text{ GeV}$$

$$\sigma(ee \rightarrow ZH \rightarrow eeH) = 7.34 \pm 1.26 \text{ fb}$$

● ミューオンチャンネル

$$M_H = 120.186 \pm 0.141 \text{ GeV}$$

$$\sigma(ee \rightarrow ZH \rightarrow \mu\mu H) = 7.29 \pm 0.72 \text{ fb}$$

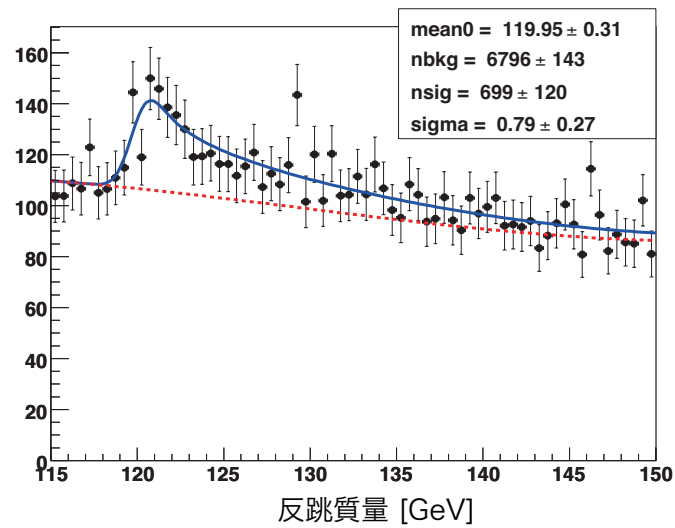


図 5.17: 反跳質量分布のフィット結果 (電子チャンネル)

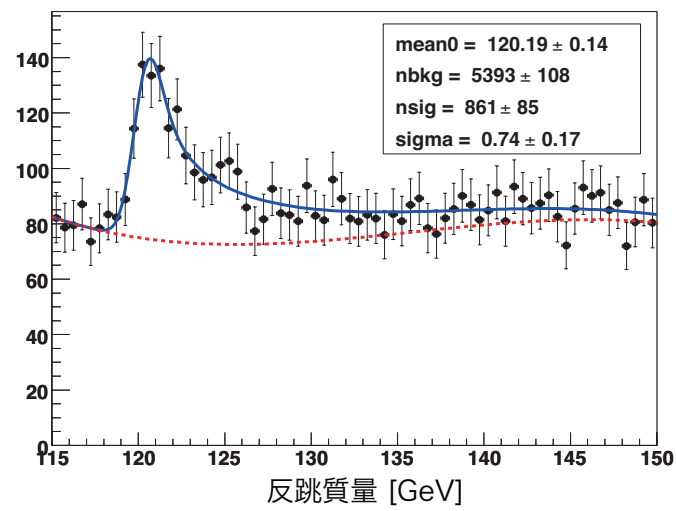


図 5.18: 反跳質量分布のフィット結果 (ミューオンチャンネル)

第6章 まとめ

GLD と LDC が統合し、ILD 検出器グループとなったが、その際、測定器のパラメータを物理解析・費用の両面から最適化することが必要となった。

本研究では、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H/\mu^+\mu^-H$ の反応を用いて、最適化を行った。その際、再構成された反跳質量とシミュレーションの真値との”差”を各測定器間で比べた。その結果、3つの検出器モデル (GLD, GLD', LDC) には違いが見られなかった。さらに、この解析では、測定器の運動量分解能がヒッグス粒子の質量の測定精度を決めていることがわかった。

本研究以外にも、タウ粒子や SUSY 粒子などの解析を通して、ILD 測定器の最適化が行われた。その結果、タウ粒子の解析では π^0 中間子の再構成が必要であり、精度の良い結果を得るためにはカロリメータの半径を大きくし、ピクセルサイズを小さくすれば良いことがわかった。

その後、決定したILD測定器のパラメータを用い、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H/\mu^+\mu^-H$ でヒッグス粒子の質量測定を行った。反跳質量分布をフィットすることにより、ヒッグス粒子の質量と反応断面積の測定精度を以下のように見積もった。

- 電子チャンネル

$$M_H = 119.948 \pm 0.306 \text{ GeV}$$

$$\sigma(ee \rightarrow ZH \rightarrow eeH) = 7.34 \pm 1.26 \text{ fb}$$

- ミューオンチャンネル

$$M_H = 120.186 \pm 0.141 \text{ GeV}$$

$$\sigma(ee \rightarrow ZH \rightarrow \mu\mu H) = 7.29 \pm 0.72 \text{ fb}$$

謝辞

指導教官である山本均先生には、グループミーティングで毎回とても有用なアドバイスを頂きました。先生の執筆された素粒子理論のテキストはとてもわかりやすく、物理がいっそう楽しいものになりました。またお忙しい中、ILCやBの物理のゼミを数多く受け持って頂き研究を行う上で必要な知識を身につけることができました。

佐貫智行先生には、直接の指導を受ける機会は少なかったですが、ゼミにおいて加速器の原理を教わりました。また、中性子の寿命測定などの実験を聞き、加速器を用いた実験以外の世界を知ることができました。

長嶺忠先生には、主にコンピュータやソフトウェアの使い方について教えて頂きました。さらに、毎週のGLDソフトウェアグループとのテレビ会議では、修士1年の頃から同席してもらい心強かったことが印象に残ってます。

田窪洋介先生は同じ学生部屋で研究していたため、行き詰まった時や疑問が生じた時には何度も何度も質問し、その度に丁寧に教えて頂きました。また、国際会議や学会の発表前にスライドをチェックして頂いたり、プロシーディングや論文の手直しを何度もして頂きました。

KEKの宮本彰也先生には、4年生の時にソフトウェアの使い方を教わって以来、毎週のGLDソフトウェアグループミーティングにおいて、貴重なご意見を頂き研究のスピードが上がりました。

KEKの藤井恵介先生には、バックグラウンドの除去やフィット関数に悩んでいた時に、理論も交えながらアドバイスを頂きました。

東京大学の末原大幹先生には、ILD測定器を用いた性能評価の研究で、それまでとは異なるソフトウェアを用いるようになった時に、それらの使い方を基礎から丁寧に教えて頂きました。

堀井泰之さんは研究室で唯一のドクターであり、集中講義などに真剣に参加する姿を見て刺激を受けました。堀井さんが中心となり不定期で行っていたサッカーは、研究で疲れた精神をリフレッシュすることができました。

草野智則君の研究テーマである Belle 実験は実際に現在運転されているため、本当の意味での物理を行っている姿を見て、時には羨ましく思いました。また、誤差の評価やヒストグラムのフィットにおいて、多くの議論を交わしました。

佐々木励君は標準理論を超える物理であるリトルヒッグス模型の研究を行っており、4年生の時に草野君と共に行った自主ゼミで学んだ知識を用い、根本から理解しようとする姿勢は見習いたいです。また、励君のいる飲み会では周りの雰囲気明るく楽しいものでした。

今度 M2 になる板垣憲之輔君、岡本大典君、佐藤優太郎君、鈴木善明君、吉田幸平

君はそれぞれ個性的で話をされていて楽しかったです。4月からもお互い刺激し合い修士論文，そして、その先の目標に向かって頑張ってください。加えて，以前私が行っていたペアモニタの研究をしている佐藤君には今後 FCAL コラボレーションで東北大の存在感をアピールしていてもらいたいです。

最後に，本研究や M1 の時のペアモニタの研究を行った際に、多くの方々にご指導を頂きました。また、ニュートリノセンターの先生，事務，学生の方々には研究以外の部分においてもお世話になりました。この場を借りて感謝します。今後は、企業に就職することになりますが，多くの楽しみを与えてくれた素粒子業界に対し、私なりの恩返しをしていきたいと思えます。

参考文献

- [1] <http://www.interactions.org/imagebank/>
- [2] ILC Global Design Effort and World Wide Study, International linear collider Reference Design Report (2007).
- [3] GLD Concept Study Group, GLD Detector Outline Document (2006).
- [4] LDC Group, LDC Detector Outline Document (2006).
- [5] K. Ito et al., Study of Beam Profile Measurement at Interaction Point in International Linear Collider, arXiv 0901.4151.
- [6] K. Ito et al., Beam Size Measurement with Pair Monitor and BeamCal, arXiv 0901.4446.
- [7] Simtools web-site:
<http://acfahep.kek.jp/subg/sim/simtools/>
- [8] ILC soft web-site:
<http://ilcsoft.desy.de/portal/>
- [9] LCIO web-site:
<http://lcio.desy.de/>
- [10] Single Particle Performance:
<http://ilcagenda.linearcollider.org/materialDisplay.py?contribId=20&sessionId=4&materialId=slides&confId=2813>
- [11] Tau analysis:
<http://ilcagenda.linearcollider.org/materialDisplay.py?contribId=21&sessionId=4&materialId=slides&confId=2813>
- [12] SUSY Analysis:
<http://ilcagenda.linearcollider.org/materialDisplay.py?contribId=36&sessionId=6&materialId=slides&confId=2813>