

修士論文

ILC 実験に於ける  
ヒッグスポータルモデルでのヒッグス - 暗黒物質結合定数の測定精度評価  
~ Measurement accuracy estimation of the Higgs-darkmatter coupling in the  
Higgs portal model~

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

山本 歩

平成 24 年



## 概要

本研究は、国際リニアコライダー（ILC）実験に於ける、インビジブルに崩壊するヒッグスボソンに関して検証するものである。素粒子物理学には素粒子の性質とそれらの相互作用を記述する標準理論が存在する。標準理論はこれまで様々な実験により検証され、素粒子間の相互作用を記述する最も正確な理論であると示されている。また昨年には、LHC 実験のヒッグスボソン探索に関して、ATLAS 検出器で質量約 126GeV の中性ボソンが  $5.9\sigma$  の有意度で観測され、その粒子が標準模型で予言されるヒッグスボソンと矛盾がないことが報告された。今後のヒッグスボソンの精密測定、新物理探索として ILC 実験への期待が寄せられる。

ILC 実験は電子、陽電子を線形加速器で衝突させる実験である。重心系エネルギーを 250GeV から 500GeV まで制御可能で、電子、陽電子は内部構造を持たない粒子なので、LHC 実験と比較してクリーンな環境で実験が可能である。

ILC 実験でのヒッグスボソンの物理の一つに、ヒッグスボソンとの湯川結合の強さの測定があげられる。標準模型で説明されるヒッグス機構では、ヒッグスボソンとの湯川結合の強さはその粒子の質量に比例するという仮定があり、その仮定を検証することでヒッグス機構を検証することができる。さらに、ヒッグスボソンとの湯川結合の強さはその粒子の質量に対して線形となることが予測されているが、その線形からのずれが確認されれば、新物理の存在を暗示することになる。そして、この検証において  $e^+e^- \rightarrow ZH$  の過程が重要である。

$e^+e^- \rightarrow ZH$  過程の利点として、ヒッグスボソンがどの粒子に崩壊したかに関わらず Z ボソンの反跳を運動学的に計算することでヒッグスボソンを同定することができる。たとえ、ヒッグスボソンが検出器では捉えられない粒子に崩壊したとしても、Z ボソンの反跳からその粒子がヒッグスボソン由来であるかどうかを確かめることができる。そのような崩壊は、標準模型の枠内ではヒッグスボソンはインビジブルに崩壊しないため、ヒッグスボソンのインビジブルな崩壊の観測は、標準模型を超える新物理の存在を指し示す。また、その崩壊を説明する模型の一つに暗黒物質がヒッグスボソンとのみ結合する模型である、ヒッグス・ポータル模型が存在する。

本研究では、ILC 実験に於ける、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  に関して、ヒッグスがインビジブルに崩壊する場合のシグナル生成断面積、崩壊分岐比をモデルを仮定せずに見積もった。また、ヒッグスボソンのインビジブルな崩壊の観測に関する ILC 実験での感度を、他の実験の感度と比較するために、ヒッグスポータル模型においてフェルミオン暗黒物質を仮定し、ヒッグス・暗黒物質の結合定数のアップーリミットを求め比較した。尚、シグナルは  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow Z(H \rightarrow invisible)$  とし、重心系エネルギーを 250GeV、ヒッグスボソンの質量を 125GeV、ルミノシティ  $1ab^{-1}$  に相当するデータを利用して解析をおこなった。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>ヒッグス・ポータル模型</b>	<b>1</b>
1.1	ヒエラルキー問題	1
1.2	ナイトメアシナリオ	2
1.3	暗黒物質の存在	2
1.3.1	渦巻銀河の回転曲線	2
1.3.2	宇宙背景放射の揺らぎの観測	3
1.3.3	弾丸銀河団の観測	4
1.3.4	WIMP 暗黒物質	4
1.3.5	WIMP 暗黒物質の存在量の推移	5
1.3.6	WIMP 暗黒物質の質量	6
1.3.7	ラグランジアン構成	6
<b>第2章</b>	<b>ILC 実験</b>	<b>8</b>
2.1	概要	8
2.2	加速器	8
2.2.1	ILC のビーム	10
2.2.2	電子源	10
2.2.3	陽電子源	11
2.2.4	減衰リング	11
2.2.5	主線形加速器	12
2.2.6	ビーム分配系	13
2.3	測定器	13
2.3.1	飛跡検出器	14
2.3.2	カロリメータ	17
2.3.3	ソレノイドとリターンヨーク	18
2.3.4	ミューオン検出器	19
2.3.5	前方検出器 (Forward Detector)	19
<b>第3章</b>	<b>シミュレーション</b>	<b>21</b>
3.1	シグナル	21
3.2	座標系	22
3.3	物理事象の生成	22
3.3.1	基本粒子の生成	22

---

3.3.2	ヘリシティ振幅の計算	22
3.3.3	微分反応断面積の積分	23
3.3.4	基本粒子の時間発展	26
3.4	シグナル生成コード	27
3.4.1	HELIB によるヘリシティ振幅の計算	27
3.4.2	外線における 4 元運動量の選択	28
3.5	測定器シミュレーション	29
3.5.1	飛跡検出器	30
3.5.2	カロリメータ	35
<b>第 4 章</b>	<b>解析と結果</b>	<b>40</b>
4.1	概要	40
4.2	シグナルの生成	40
4.3	バックグラウンド事象の選定と生成	40
4.4	物理事象の再構成	41
4.5	物理事象の選択	43
4.5.1	孤立したレプトンがない事象	43
4.5.2	ビームパイプに抜けた粒子がない事象	43
4.5.3	Z ボソンの質量が正しく再構成できた事象	46
4.5.4	尤度関数を用いた物理事象の分離	46
4.6	シグナル生成断面積のアップーリミット	51
4.6.1	シグナル生成断面積のアップーリミットの導出方法	51
4.6.2	シグナル生成断面積の尤度関数を用いた最適化	52
<b>第 5 章</b>	<b>考察</b>	<b>54</b>
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>56</b>
<b>第 7 章</b>	<b>謝辞</b>	<b>57</b>

# 目次

1.1	渦巻銀河 M33 の回転曲線：黒い点は回転速度の観測結果、点線は回転に寄与する質量が星のみとした場合、破線は回転に寄与する質量がガスのみとした場合に予測される回転速度、点破線は銀河周辺に暗黒物質が球状に分布しているとした場合の銀河の回転速度	3
1.2	弾丸銀河団：左側は弾丸銀河団の質量分布、右側は弾丸銀河団の X 線分布	4
1.3	宇宙の時間発展における暗黒物質の粒子数	6
2.1	ILC 加速器	9
2.2	ILC のビーム構造	10
2.3	電子源	10
2.4	陽電子源	11
2.5	RF ーユニット	12
2.6	ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞	12
2.7	ILD 測定器の外観図	13
2.8	ILD 測定器の VTX	15
2.9	シリコン飛跡検出器の外観図	15
2.10	主飛跡検出器の外観図	16
2.11	ECAL	17
2.12	HCAL	18
2.13	前方検出器の外観図	19
2.14	LumiCal 外観図	20
2.15	BeamCal 外観図	20
3.1	シグナルのファインマン・ダイアグラム	21
3.2	荷重サンプリングの概念図	24
3.3	SPRING の概念図	24
3.4	シグナルの反跳質量分布	26
3.5	HELIB のサブルーチンとファインマンダイアグラム	27
3.6	JSFQuickSim の測定器の概観 1( $r - \phi$ 平面と $r - z$ 平面)	30
3.7	JSFQuickSim の測定器の概観 2( $r - z$ 平面)	30
3.8	螺旋の飛跡パラメータ・ベクトルについての説明	31
3.9	ECAL における粒子のエネルギーデポジットの分布	35
3.10	ECAL における粒子のエネルギーデポジットの分布	37

3.11	HCAL でのクラスタリングとマッチング . . . . .	38
4.1	シグナルのファインマン・ダイアグラム . . . . .	40
4.2	バックグラウンド事象のファインマン・ダイアグラム . . . . .	42
4.3	孤立したレプトンの数の分布 . . . . .	44
4.4	前方粒子の数の分布 . . . . .	45
4.5	Z ボソンの質量分布 . . . . .	46
4.6	シグナルの 3 つのパラメータの確率分布関数 . . . . .	48
4.7	バックグラウンドの 3 つのパラメータの確率分布関数 . . . . .	49
4.8	指標 L の分布 . . . . .	50
4.9	反跳質量分布 . . . . .	51
4.10	パラメータ $N_{sig}$ の分布 . . . . .	52
5.1	ヒッグス・暗黒物質の結合定数 . . . . .	55

# 表目次

3.1	ECAL のクラスタリングのパラメータ . . . . .	37
4.1	指標 L に対するシグナル生成断面積のアップーリミット . . . . .	53
5.1	指標 L に対するシグナル生成断面積のアップーリミット . . . . .	55
6.1	指標 L に対するシグナル生成断面積のアップーリミット . . . . .	56



# 第1章 ヒッグス・ポータル模型

素粒子物理学には素粒子の性質とそれらの相互作用を記述する標準理論が存在する。標準理論はこれまで様々な実験により検証され、素粒子間の相互作用を記述する最も正確な理論であると示されている。また昨年には、LHC 実験のヒッグスボソン探索に関して、ATLAS 検出器で質量約 126GeV の中性ボソンが  $5.9\sigma$  の有意度で観測され、その粒子が標準模型で予言されるヒッグスボソンと矛盾がないことが報告された。[1]

標準模型の枠内ではヒッグスボソンはインビジブルに崩壊しないため、インビジブルに崩壊するヒッグスボソンの観測は、標準模型を超える新物理の存在を指し示す。

本研究では、ILC 実験に於ける、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  に関して、ヒッグスがインビジブルに崩壊する場合のシグナル生成断面積、崩壊分岐比、結合定数のアッパーリミットを見積もった。尚、シグナルは  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow Z(H \rightarrow invisible)$  とし、重心系エネルギーを 250GeV、ヒッグスボソンの質量を 125GeV、ルミノシティ  $1ab^{-1}$  に相当するデータを利用して解析をおこなった。

また、ヒッグスのインビジブルな崩壊を説明する模型としてヒッグスポータル模型を考え、本章では、ヒッグス質量の二次発散の問題 [2]、ヒエラルキー問題 [3]、暗黒物質の問題について説明したのち、ヒッグス・ポータル模型に関して説明する。

## 1.1 ヒエラルキー問題

ヒッグス質量の 2 乗にたいする二次発散を伴う輻射補正の問題について説明する。ヒッグス粒子は、その輻射補正に二次発散を持つことが知られており、標準模型の適用限界のスケールである  $\Lambda$  を用いて以下のように見積もることができる。

$$m_h^2 = m_0^2 + \frac{3\Lambda^2}{32\pi^2 v^2} (m_h^2 + 2m_W^2 + m_Z^2 - 4m_t^2) \quad (1.1)$$

ここで  $m_0^2$  はヒッグス粒子の裸の質量である。100GeV 程度のヒッグスの質量を自然に説明するためには、 $\Lambda$  が  $\Omega(1)TeV$  にあると考えられる。<sup>1</sup>

一方標準模型を超える新物理模型は、電弱スケールの物理量に影響を与えると期待される。新物理で予言される新粒子を積分すると、その影響を有効作用（高次元演算子）で表現することが可能となり以下のように書き表される。

$$L_{eff} = L_{SM} + \sum \frac{c_i}{\Lambda^p} \Omega_i^{4+p} \quad (1.2)$$

---

<sup>1</sup>ヒッグスの質量と  $\Lambda$  に 10% の微調整を要求している

ここで  $\Omega_i^n$  は次元  $n$  を持つ高次元演算子である。また  $i$  は演算子の種類を表す。高次元演算子として様々なものが考えられ、それらの高次元演算子を考えた際の制限が一般的に解散されており、その結果は  $\Lambda \geq O(10)TeV$  となる。

したがって、ヒッグス質量の二次発散問題を自然に説明するための標準模型の適応限界  $O(1)TeV$  と矛盾してしまい、ヒッグス質量の二次発散の問題を引き起こさない標準模型の適応限界は存在しないことになる。このことはリトルヒエラルキー問題とよばれる。

## 1.2 ナイトメアシナリオ

リトルヒエラルキー問題を解決するための標準模型を超える新物理の素粒子模型が考えられている。これらの模型は以下の二通りに区別することが可能である。

- $O(1)TeV$  に新物理が存在し、電弱スケールの物理への寄与を抑制されている場合
- $O(10)TeV$  に新物理が存在する場合

前者はヒッグス質量の二次発散問題を解決する一方で、新物理からの電弱スケールへの物理量への寄与を対称性などで軽減するシナリオである。この場合は新物理の予言する粒子は  $O(1)TeV$  で現れ、近い将来に LHC や ILC 等の加速器実験において新物理のシグナルが豊富に得られると期待される。後者は、新物理からの電弱スケールの物理量への寄与が電弱精密測定の結果を満たすものである。このシナリオでは  $O(10)TeV$  の質量を持った新粒子が予言されているため、LHC や ILC 等の加速器実験では新物理のシグナルを検出することが難しくなる。そのため、このシナリオはナイトメアシナリオと呼ばれる。

## 1.3 暗黒物質の存在

宇宙には標準模型で説明される素粒子やそれらの素粒子から構成される粒子の他に、光と相互作用しない暗黒物質が存在していることが様々な宇宙観測から明らかになっている。暗黒物質の存在を示唆する宇宙観測、渦巻銀河の回転曲線 [4]、宇宙背景放射の揺らぎの観測 [5]、弾丸銀河団の観測 [6] について簡単に紹介する。

### 1.3.1 渦巻銀河の回転曲線

渦巻銀河では星やガスが円盤に沿って回転運動していて、銀河中心から半径  $R$  でのその回転速度  $V(R)$  は次の式で表される。

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M(R)}{R}} \quad (1.3)$$

ただし、 $G$  は重力定数、 $R$  は銀河中心からの距離、 $M(R)$  は半径  $R$  内に存在する質量である。また、渦巻銀河の中心付近に光度質量が集中しているので、銀河中心からの距離  $R$  がその範囲内である時、 $M(R)$  は大きくなる。よって、回転速度は大きくなる。一方で、渦巻銀河のはずれではわ

ずかの光度質量が加算されるだけなので、銀河中心からの距離  $R$  がその範囲内である時、 $M(R)$  は一定であるとみなされる。よって、回転速度は減少することが期待される。しかしながら、回転速度の観測結果はその期待に反し、渦巻銀河の中心からの距離が離れたとしてもその回転速度は上昇することが知られている。図 1.1 は横軸に渦巻銀河の中心からの距離、縦軸に回転速度にとつた、渦巻銀河 M33 の回転曲線の結果を示している。この観測結果は銀河周辺に暗黒物質が分布しているとして考えれば説明することができることが知られている。図 1.1 の点破線が銀河周辺に暗黒物質が球状に分布しているとした場合の銀河の回転速度で、観測結果を説明することができるが見て取れる。したがって、渦巻銀河の回転速度の観測結果から、暗黒物質が存在していることが示唆される。

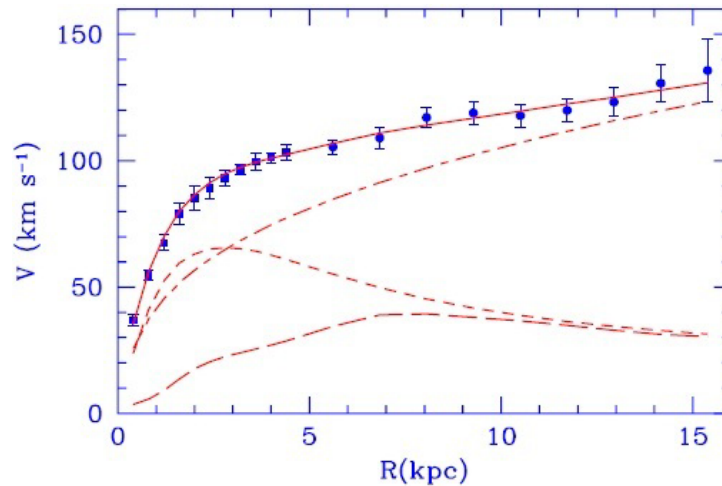


図 1.1: 渦巻銀河 M33 の回転曲線：黒い点は回転速度の観測結果、点線は回転に寄与する質量が星のみとした場合、破線は回転に寄与する質量がガスのみとした場合に予測される回転速度、点破線は銀河周辺に暗黒物質が球状に分布しているとした場合の銀河の回転速度

### 1.3.2 宇宙背景放射の揺らぎの観測

ビッグバンの後、宇宙は荷電粒子と光子のプラズマ状態にあり、宇宙の膨張による温度低下に従って、電子と原子核が結合して中性原子が生成され、光子は散乱されず自由に飛来できるようになる。その光子が宇宙背景放射であり、その時点を宇宙の晴れ上がりと呼ばれる。宇宙背景放射には揺らぎがあり、宇宙晴れ上がり時点での宇宙のバリオンの密度に依存する。すなわち、宇宙背景放射を観測することによって、宇宙の組成を見積もることができる。臨界密度  $\rho_c = 1.054h^2 \times 10^{-5} \text{GeVcm}^{-3}$  とそれぞれの粒子の密度  $\rho_i$  を用いて、粒子の密度を  $\Omega = \rho_i/\rho_c$  と定義し、 $h = H/100 \text{kmsec}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  とする。WMAP 実験より全物質の密度、バリオンの密度と暗黒物質の密度はそれぞれ、

$$\begin{aligned}\Omega_m h^2 &= 0.1334^{+0.0056}_{-0.0055} \\ \Omega_b h^2 &= 0.02260 \pm 0.00053 \\ \Omega_{dm} h^2 &= 0.1123 \pm 0.0035\end{aligned}\tag{1.4}$$

となる。

### 1.3.3 弾丸銀河団の観測

暗黒物質の存在に対する新しい証拠が弾丸銀河団 1E 0657-56 の観測によって提示されている。弾丸銀河団とは、小さな銀河団と大きな銀河団が衝突し、強い X 線を放射する銀河団である。銀河団の質量の主成分は銀河間に存在する高温ガスであり、2つの銀河が衝突することで、強い X 線を大量に放射する。銀河団の衝突後のその X 線の分布、すなわち銀河団内のガスの質量分布と、重力レンズ効果で見積もられる銀河団の質量分布を比較することで、それぞれの質量分布の中心の位置に相違があることが確認されている。この観測結果から、星やガスと相互作用せず、それらを通りぬける物質として暗黒物質の存在が示唆される。もし、暗黒物質が存在しなければ、衝突後の銀河団の質量分布はガスの方へと傾くはずである。図 1.2 の左側は重力レンズ効果によって見積もられた弾丸銀河団の質量分布であり、右側は弾丸銀河団の X 線分布である。

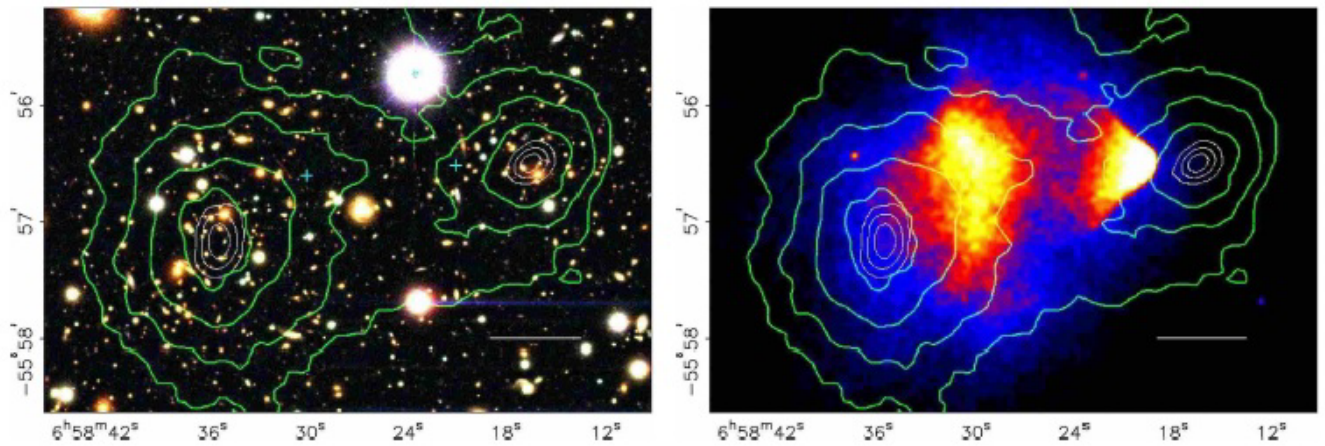


図 1.2: 弾丸銀河団：左側は弾丸銀河団の質量分布、右側は弾丸銀河団の X 線分布

### 1.3.4 WIMP 暗黒物質

これまでは暗黒物質の存在証拠となる宇宙観測事実を説明してきたが、その暗黒物質の実体が何であるかは不明である。しかし、暗黒物質の候補として WIMP 暗黒物質があげられる。

WIMP 暗黒物質とは次の 4 つの条件を満たす物質のことである。一つ目に、暗黒物質の定義からもあきらかであるが、電磁波を殆ど放出も吸収もしない物質であり、構成物資が電氣的に中性であることである。二つ目に、安定であるということであるが、宇宙年齢の時間スケールのあいだ安定に存在していなければならないことである。三つ目に、非相対論的であるということであるが、観測された暗黒物質が銀河や銀河団の近傍に局在していることと結びついており、すなわち、もし速度が光速に近い粒子である相対論的粒子であるとする、それらの粒子を重力により銀河や銀河団の近傍に局在させることができないということに結びついている。四つめに、現在十分な量が存在しなければならないということである。

ここでは、WIMP暗黒物質の宇宙時間発展に対する存在量の推移について、そして現在における熱的残存量から見積もられるWIMP暗黒物質の質量について議論する。

### 1.3.5 WIMP 暗黒物質の存在量の推移

WIMP暗黒物質は現在の宇宙では殆ど相互作用しない物質であるが、高温高密度の宇宙初期では、WIMP暗黒物質がその反粒子と対消滅して他の粒子へと変化したり、あるいは、他の粒子から対生成される反応が頻繁に起こり、他の物質と熱化学平衡にある。宇宙の温度が下がった状態でも熱化学平衡に留まっているとすると、軽い粒子のエネルギーは重い粒子を生成するには不足しており、さらに宇宙の膨張により相互作用が生じる頻度が下がるので、暗黒物質の粒子数は減少し、ある時点でWIMP暗黒物質の対生成や対消滅の反応は止まってしまう。この現象は粒子数の凍結と呼ばれ、その時の温度は凍結温度と呼ばれている。したがって、その後の宇宙におけるWIMP暗黒物質の粒子数は一定となる。WIMP暗黒物質の粒子数の変化は次のボルツマン方程式を用いて以下のように記述される。[7]

$$\begin{aligned} \frac{dn_{DM}}{dt} + 3Hn_{DM} &= - \langle \sigma v \rangle (n_{DM}^2 - n_{DM}^{th}) \\ \langle \sigma v \rangle &= \frac{x}{16K_2^2(x)} \int_4^\infty dy y \sqrt{y-4} (\sigma v) K_1(x\sqrt{y}) \\ \langle n_{DM}^{th} \rangle &= g_{DM} \left( \frac{M_{DM} T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{M_{DM}}{T}\right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

ここで  $n_{DM}$  は暗黒物質の数密度であり、 $\langle \sigma v \rangle$  は暗黒物質の対消滅断面積  $\sigma$  とその相対速度  $v$  の積の熱平均である。また  $K_n$  は第  $n$  種変形ベッセル関数であり、変数  $x, y$  は  $s$  を重心系エネルギーの2乗として  $x \equiv M_{DM}/T, y \equiv s/M_{DM}^2$  と定義される。熱化学平衡状態での暗黒物質の数密度定数は  $n_{DM}^{th}$  であり、暗黒物質の自由度は  $g_{DM}$  である。さらにハッブル定数は

$$H = \sqrt{\frac{8\pi\rho}{3m_{pl}}} \quad (1.6)$$

と与えられ、プランク質量は  $m_{pl} = 1.22 \times 10^{19} \text{GeV}$ 、相対論的粒子が支配している初期宇宙における全エネルギー密度  $\rho$  は  $\rho = g_* n^2 T^4 / 30$  である。この  $g_*$  は相対論的粒子の自由度の総和である。上記のボルツマン方程式を数値的に解くと、図 1.3 のような振る舞いが得られる。図 1.3 では、横軸は時間の代わりに宇宙の温度  $T$  を用いた  $x = M_{DM}/T$  を変数にとり、縦軸は暗黒物質の数密度を宇宙のエントロピー密度で割った量  $Y$  を用いている。図 1.3 から明らかなように、宇宙の温度が十分に高い時、暗黒物質は熱浴と相互作用を通じ熱化学平衡状態にあるが、宇宙の温度が凍結温度よりも低くなると粒子数が一定となることが見て取れる。凍結温度付近では、暗黒物質と周りの表十模型の素粒子達との反応率が宇宙の膨張率とほぼ等しくなるため

$$3Hn_{DM} \simeq -2 \langle \sigma v \rangle n_{DM}^{th} \quad (1.7)$$

を満たす凍結温度  $x_f$  を評価することにより、 $x_f \simeq M_{DM}/200$  と見積もられる。このことにより暗黒物質と熱浴の熱化学平衡がきれる時には、暗黒物質が十分非相対論的な運動する冷たい暗黒物質として振る舞うことが分かる。

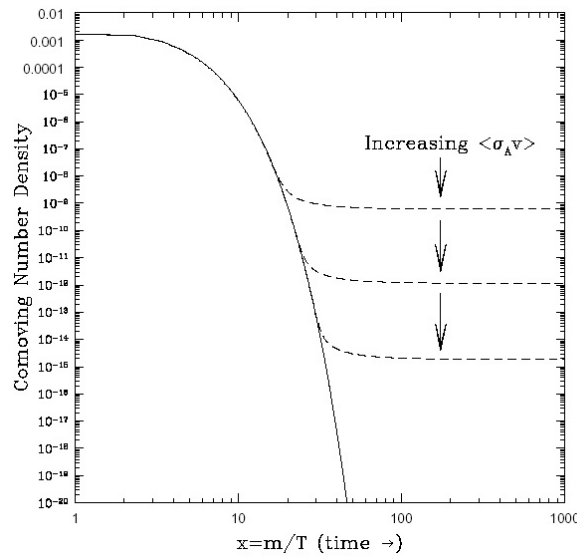


図 1.3: 宇宙の時間発展における暗黒物質の粒子数

### 1.3.6 WIMP 暗黒物質の質量

暗黒物質の残存量について考える。暗黒物質の残存量はボルツマン方程式を解くことで、 $\rho_{DM} = M_{DM}n(T_0)$  と求まる。ここで、 $T_0 \approx 2.725K$  は現在の宇宙の温度である。この残存量はボルツマン方程式の数値解を利用した近似解が知られており、これを用いて密度パラメータ  $\Omega_{DM}h^2 \equiv (\rho_c/h^2)$  は以下のように求まる。

$$\Omega_{DM} \approx \frac{0.1 \text{ pb} \cdot c}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.8)$$

暗黒物質の残存量は対消滅断面積のみで依存し、WMAP 実験より  $\Omega_{DM} \approx 0.11$  であるため、暗黒物質の対消滅断面積は 1pb 程度であることがわかる。対消滅断面積は  $\langle \sigma v \rangle \approx [g^2/(4\pi)]^2/M_{DM}^2$  と見積もられ、対消滅断面積が 1pb となる暗黒物質の質量を計算すると、

$$M_{DM} \approx g^2 \times (1 \text{ TeV}) \quad (1.9)$$

となる。結合定数の大きさを  $g = O(0.1 \sim 1)$  にとると、暗黒物質の質量は  $O(10 - 1000) \text{ GeV}$  と見積もられる。

### 1.3.7 ラグランジアン構成

ナイトメアシナリオを仮定した場合の WIMP 暗黒物質を導入し、標準模型を拡張する。ナイトメアシナリオでは WIMP 暗黒物質の除いた新粒子は  $O(10) \text{ TeV}$  スケールに存在していると考えられるので、 $O(1) \text{ TeV}$  では標準模型の粒子と WIMP 暗黒物質のみが存在していると考えられる。また、WIMP 暗黒物質は  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  のゲージ対称性に対してシングレットな粒子と考える。強い相互作用のゲージ電荷を持たないことは、暗黒物質の一般的な性質から明らかである。また  $SU(2)$  ゲージ電荷を持っていると考えれば、暗黒物質が弱いゲージボソンを通して結合するパートナー

となる荷電粒子が存在し、そのような粒子は比較的安易に見つけることができってしまうので、それはナイトメアシナリオに反してしまうので、 $SU(2)$  のゲージ電荷を持たないを考える。次に、暗黒物質の安定性を保障するために  $Z_2$  対称性を課す。この対称性は暗黒物質が奇、標準模型の素粒子が偶となる対称性である。この対称性を課すのは、現在の宇宙には十分な暗黒物質が残存していることによる。最後に暗黒物質のスピンのスカラー、フェルミオン、ベクトルについて考える。簡単化のために暗黒物質は同一粒子であるとする。

これらのことから、 $O(1)TeV$  スケールのラグランジアンは次のようになる。

$$L = L_{SM} + \frac{1}{2} \bar{\chi} (i \not{\partial} - M_F) \chi - \frac{c_F}{2\Lambda} |H|^2 \bar{\chi} \chi - \frac{d_F}{2\Lambda} \bar{\chi} B^{\mu\nu} \chi B_{\mu\nu} \quad (1.10)$$

$M_F$  は暗黒物質の裸の質量、 $c_F$  は結合定数、 $\Lambda$  は次元 1 を持つ有効作用の適応限界のスケールである。暗黒物質における相互作用において、 $B^{\mu\nu} \chi B_{\mu\nu}$  項が  $O(10)TeV$  で実現している新物理の 1 ループダイアグラムから得られる相互作用項と、ツリーレベルダイアグラムから得られる  $|H|^2 \bar{\chi} \chi$  項を比較すると、前者の項は無視することができる。したがって、ナイトメアシナリオを仮定した場合、**WIMP** 暗黒物質はヒッグス粒子を通してのみ表+模型の素粒子と相互作用することができる。そのようなシナリオはヒッグスポータルシナリオと呼ばれる。

電弱対称性が破れ、ヒッグス粒子が  $\langle H \rangle = (0, v)^T / \sqrt{2}$  と真空期待値を得ることにより暗黒物質の質量は、

$$m_F^2 = M_F^2 + \frac{c_F v^2}{2\Lambda} \quad (1.11)$$

となる。[8][9]

## 第2章 ILC実験

### 2.1 概要

国際リニアコライダー (International Linear Collider, 以下 ILC) 実験は、電子・陽電子衝突型の線形加速器を用いて行われる高エネルギー加速器実験である。[10] その目的は、ヒッグス粒子の性質の精密測定、トップクォークの精密測定、標準模型を超える新しい物理の検証等であり、天文学や宇宙論に対しても寄与する。

加速器の全長は約 30km で、その中で電子と陽電子を超電導加速空洞により加速し正面衝突させ、重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 500\text{GeV} \sim 1000\text{TeV}$  を実現する。4 年間での積分ルミノシティ  $\int L dt = 500\text{fb}^{-1}$  を目指している。ILC 実験で衝突させる粒子内部構造を持たない電子と陽電子であるから、LHC のような電子・陽電子衝突型の加速器実験とは異なり、バックグラウンドの少ないクリーンな環境で高精度の実験を行える。

また、初期状態の電子・陽電子のエネルギーや偏極を指定することができるので更にバックグラウンド事象を減らす事ができ、新しい物理のシグナル事象が微小であっても精密測定が行える。

測定器は、現時点で ILD と SiD の 2 種類の測定器案が存在する。本研究では、ILD を想定した測定器シミュレーションを行っているため、本章では ILD 測定器についての説明を行う。

### 2.2 加速器

加速器は、主に電子・陽電子源 (Electron・Positron Source)、減衰リング (Damping Ring)、主線形加速器 (Main Linac)、主線形加速器のビーム分配系 (Beam Delivery System) から構成される。(図 2.1)

まず、電子・陽電子源から電子・陽電子を発生させ、次に、減衰リングにおいてビームの広がりを抑え、最後に、主線形加速器でビームを一気に加速させる。



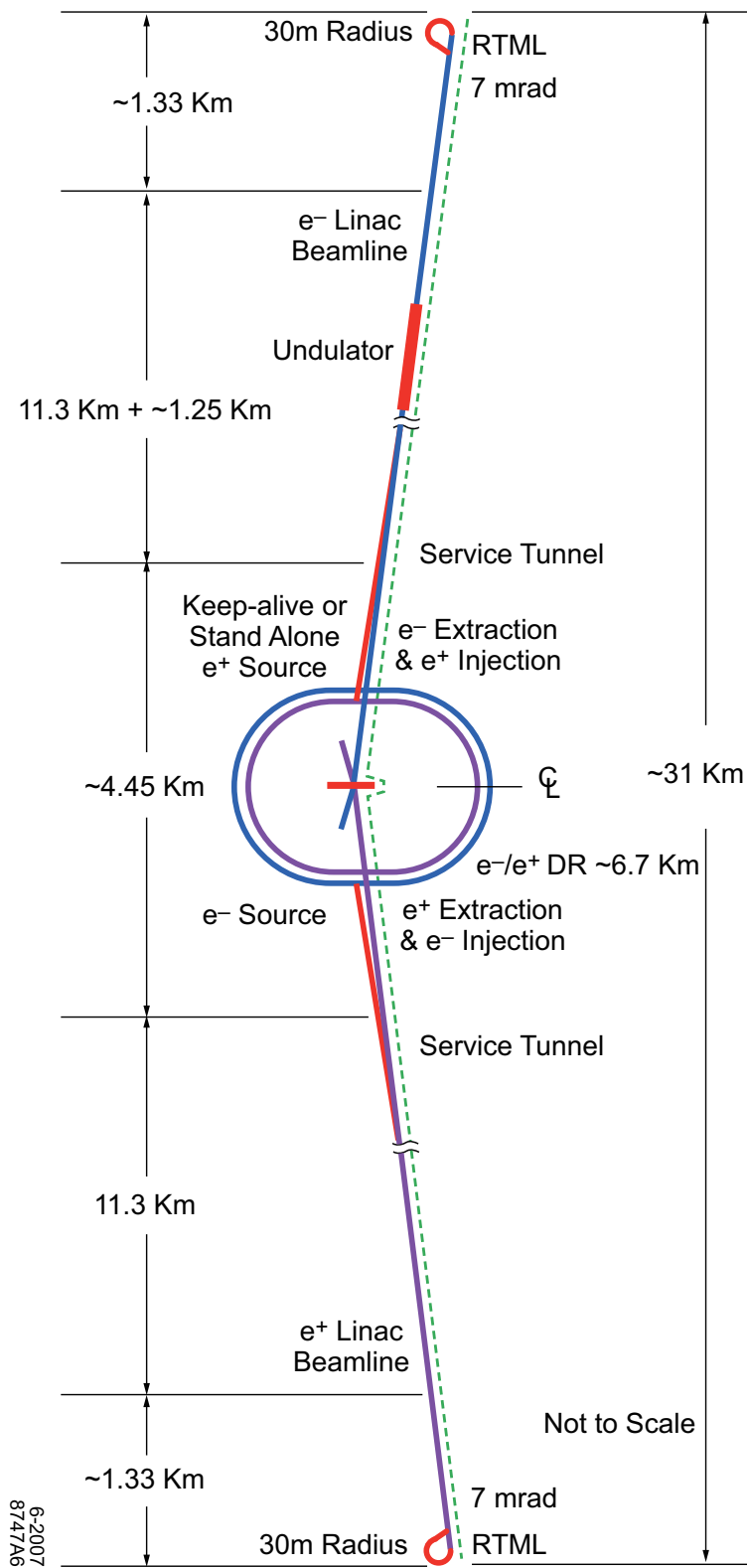


图 2.1: ILC 加速器 [?]

### 2.2.1 ILC のビーム

ILC のビームの構造について説明する。(図 2.2) ILC のビームはトレインと呼ばれる塊が約 200 ミリ秒間隔で並んでいる。さらに、そのトレインは 265 個のバンチと呼ばれる塊からできていて、それぞれのバンチは 369nm 間隔で並んでいる。それぞれのバンチには約  $2 \times 10^{10}$  個の電子(陽電子)が詰まっており、バンチのサイズは  $639\text{nm} \times 5.7\text{nm} \times 300 \mu\text{m}$  である。以上のような形状を持った電子ビームと陽電子ビームはそれぞれの加速管を通して衝突点へと向かう。

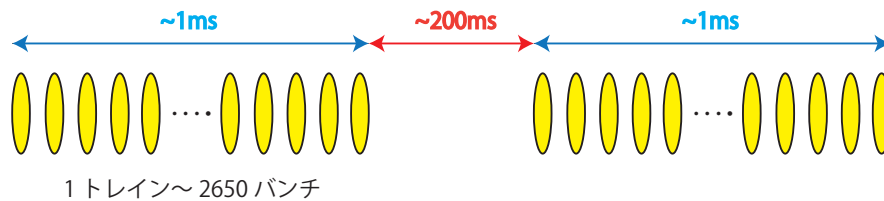


図 2.2: ILC のビーム構造

### 2.2.2 電子源

電子源(図 2.3)では、「偏極」したレーザー照射が起こす「光電効果」により、偏極した電子を生成し、ビームとして利用する。まず、「偏極」したレーザーを、半導体(GaAs/GaAsP など)の表面に照射する。レーザーは2ナノ秒の間に瞬間的に繰り返し照射される。この照射で「光電効果」が起こり、偏極した電子が生成される。1度の照射で数億個という単位の電子が生成され、電磁場によってバンチというかたまりにされる。生成した電子(140~160keV)は、常伝導の加速管で加速され(76MeV)、その後、超電導加速管で加速される(5 GeV)。また、電子の偏極の目標値は80%であり、この目標値は、SLC(Stanford Linear Collider)での技術を用いることで達成される。

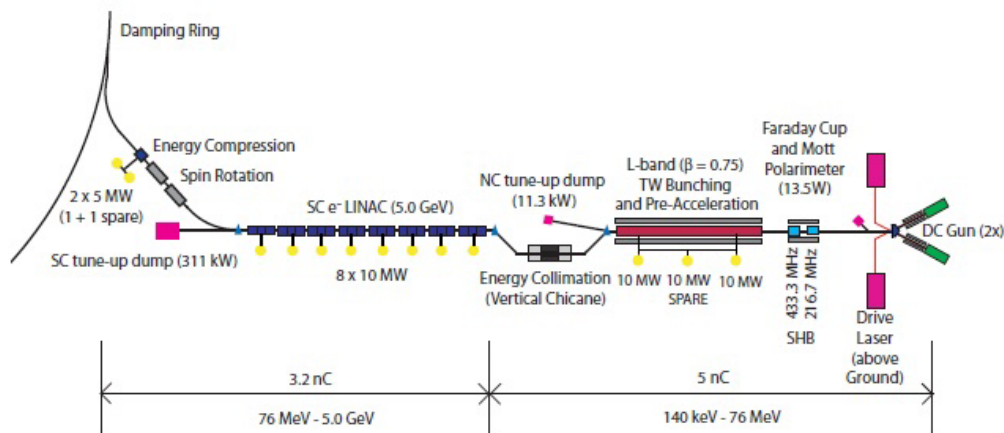


図 2.3: 電子源

### 2.2.3 陽電子源

陽電子源(図 2.4)では、電子源において生成した電子ビームから制動放射により光子を放射させ、さらに、その光子から電磁シャワーにより電子・陽電子を生成し、陽電子を分離して、ビームとして利用する。電子源において生成した電子ビームは、主線形加速器で 150 GeV まで加速した後、いったん取り出されて、アンジュレータという真空管を通る。アンジュレータでは、磁場の向きが周期的に変えて電子を蛇行させることで、制動放射により 10 MeV 程度の光子が放出される。その後、電子は主線形加速器に戻され、一方、光子は標的(厚さ 1.4cm の Ti の円盤)に向かう。この標的との衝突により電磁シャワーが起こり、大量の電子・陽電子が対生成されるので、その中から陽電子を分離する。分離した陽電子は、常伝導の加速管で 400 MeV まで加速され、その後、超電導の加速管で加速されて 5 GeV に達する。

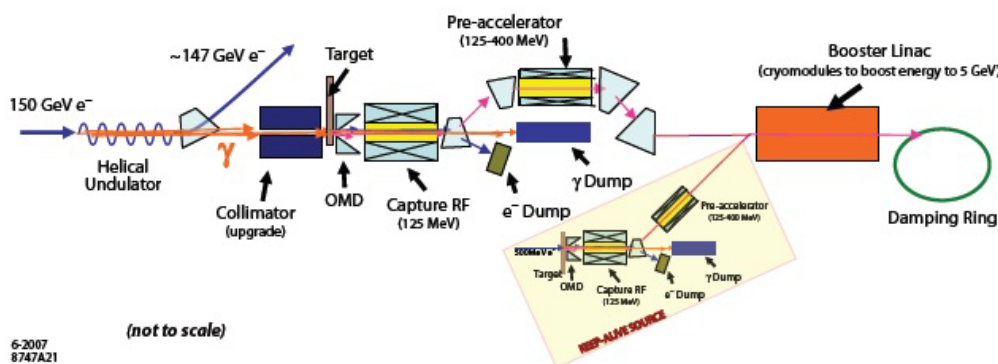


図 2.4: 陽電子源

### 2.2.4 減衰リング

減衰リングでは、電子・陽電子ビームから制動放射により光子を放出させ、ビームの広がりを抑える。電子・陽電子源において生成した 5 GeV のビームは、円周 6.7 km の減衰リングの中を 200 ms で周る。減衰リングでは、リングの円弧部分においてビームを曲げることで、「制動放射」により光子を放出させ、ビームの広がり小さくしている。

ビームの広がりエミッタンス  $\epsilon$  と呼ばれる量で評価でき、これは位置と運動量の位相空間におけるビームの位置の広がり  $\Delta x_{phase}$  と運動量の広がり  $\Delta p_{phase}$  で表され、互いに相関がない場合以下の式になる。

$$\epsilon = \Delta x_{phase} \cdot \Delta p_{phase} \quad (2.1)$$

エミッタンスは保存量なので、制動放射により放出される光子が持つていくエミッタンスの分だけ、ビームのエミッタンスが小さくなり、ビームの広がりも抑えられる。エミッタンスとビームのサイズ  $\sigma_{x,y}$  を用いて

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \gamma e \epsilon_{x,y}} \quad (2.2)$$

という関係で表される。これは衝突点でビームをいかに小さく絞るかは、減衰リングでどこまでエミッタンスを小さく出来るかに依存することを示している。

## 2.2.5 主線形加速器

主線形加速器では、加速器空洞をマイクロ波で満たし、マイクロ波を「位相変化」させることにより、電子・陽電子ビームを一気に加速する。減衰リングにおいてビームの広がりを抑えられた電子・陽電子ビーム (5 GeV) は、RTML(Ring To Main Linac)によって150GeVまで加速された後、主線形加速器まで運ばれ、そこで250GeVに達する。この加速を実現するためには主線形加速器において、電子・陽電子ビームを、それぞれ超電導空洞で11kmの間を平均加速勾配31.5MeV/mで加速する必要がある。超電導空洞は、RFユニット(図2.5)と呼ばれるクライオモジュールで構成され、電子ビームには282個、陽電子ビームには278個のRFユニットが必要とされる。さらに、RFユニットは、周期的構造を持つ3つの加速空洞で構成され、それぞれの加速空洞は8~9個のセル(図2.6)を持ち、RFユニットは合計26個のセルを持つ。粒子が1セルを走る間に、マイクロ波が180度「位相変化」するようにセルの長さと同波長を選択している。これにより、各セルにおいて順にビームが加速されていく。前述したように、陽電子の生成には150GeVの電子を取り出させて、アンジュレータ内でしようされるので、光子発生分のエネルギーだけ電子のエネルギーが減少してしまう。その為、電子のRFユニットの数は陽電子のユニット数よりも多くなっている。

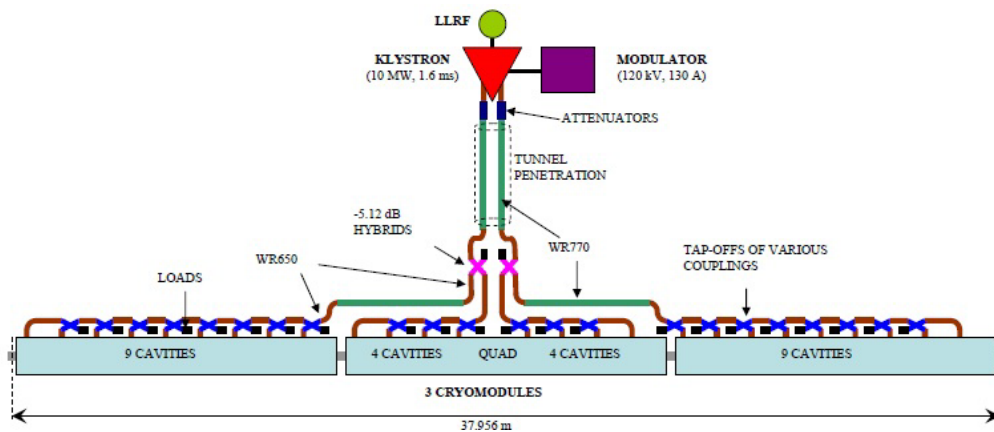


図 2.5: RF ユニット



図 2.6: ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞

### 2.2.6 ビーム分配系

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 (5.6nm × 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、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。また、BDS の役割には衝突後のビームを捨てることやビームの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。

## 2.3 測定器

ILC の高エネルギー衝突で起こる様々な事象を再構成するために、測定器は衝突点で起こる反応を高精度で捉えることが要求される。具体的な測定量は、粒子の反応点、運動量、エネルギーの精密測定である。ILC 加速器の衝突点の周りには 2 つの測定器が設置される予定になっているが、ILC 加速器の衝突点は 1 つしかないので、2 つの測定器を交互に衝突点周りにセットアップして、交互にデータを取得するプッシュプル機構を採用している。ILC 実験の測定器開発を進めているグループには ILD 測定器グループと SiD 測定器グループがある。ILD 測定器グループは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 2007 年に統合されたものである。

ILD 検出器は内側から飛跡検出器、カロリメーター、ソレノイドコイル、ミュオン検出器が設置されている。[11] また、ビーム軸周辺の前方向検出器として、ルミノシティカロリメーター、ビームカロリメーター、ペアモニターなどが設置されている。以下に、各検出器の詳細について述べる。

それぞれの検出器の目的は、飛跡検出器が荷電粒子の運動量を測定し、カロリメーターが中性粒子のエネルギーを測定することである。さらに、それぞれの検出器における粒子の反応の違いにより、粒子の識別を行う。

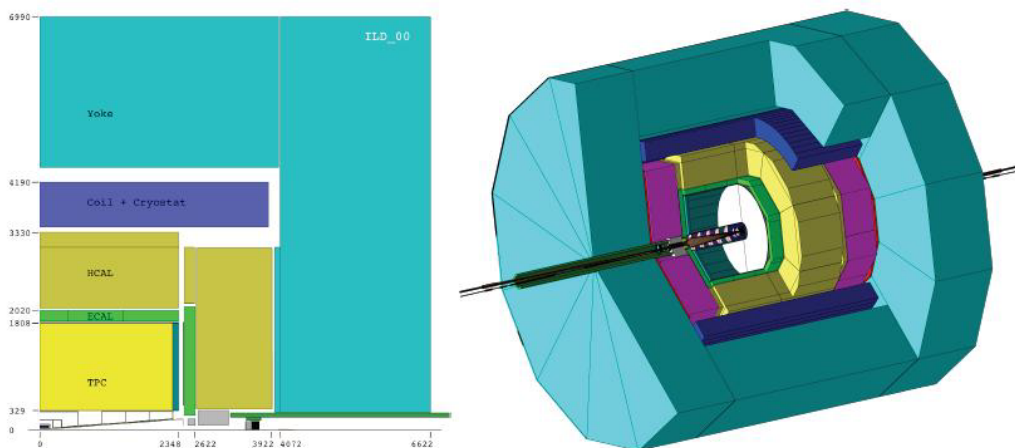


図 2.7: ILC 測定器の外観図

### 2.3.1 飛跡検出器

ILD の飛跡検出器は、崩壊点検出器、シリコン飛跡検出器、主飛跡検出器の 3 つから構成される。飛跡検出器全体の運動量分解能として、

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} \leq 2 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (2.3)$$

を目指している。

#### 崩壊点検出器 (VTX: Vertex Detector)

崩壊点検出器 (図 2.8) は最も衝突点に近い位置に設置してあり、荷電粒子の飛跡と崩壊点を正確に再構成する事を目的としている。ILC 実験では高精度でフレーバータグが要求されている。そこで要求される衝突点分解能は、

$$\sigma \leq a \oplus \frac{10}{p\beta \sin^{3/2}\theta} (\mu\text{m}) \quad (2.4)$$

という非常に高い精度を目指している。ここで、 $p$  は粒子の運動量、 $\beta$  は粒子の速度、 $\theta$  はビーム軸方向からの角度である。この式は、検出器の分解能による影響と粒子の多重散乱による影響を表している。

粒子の飛跡を正確に求めるためには崩壊点検出器はできるだけ衝突点の近傍に設置されることが望ましい。しかし、衝突点近傍に設置するほど、ビームからの電子・陽電子ペアバックグラウンドが崩壊点検出器に多数衝突してしまう。ILC ではビームを 200ms おきに衝突させるが、1 トレインにわたってヒット情報を蓄積すると、ピクセル占有率が 10 % を超えてしまう。ピクセル占有率が大きくなると飛跡の再構成が正確に行えなくなるため、数%以下に抑える必要がある。ピクセル占有率を低く保つ解決策として、2 つの方法が考えられている。1 つ目はピクセルを細かくすることで、トレイン中の全ヒットを蓄えてもピクセル占有率を低く保つ方法である。2 つ目はトレイン中に読み出しを行い、ピクセル占有率を低く保つ方法である。また、多重散乱の影響がフレーバータグの性能に寄与するため、VTX は低物質質量であることが望ましい。後者は日本グループの案であり、独自のアイデアであるセンサーを高精細にすることでピクセル占有率を抑える方法をとっており、センサーに高精細 CCD を用いた崩壊点検出器の開発を行っている。バーテックス検出器の構造にはシングルレイヤーとダブルレイヤーのオプションがある。

#### 高精細 CCD バーテックス検出器

崩壊点検出器のセンサー開発にあたって最も厳しい条件は、前章でも触れたビームに付随するバックグラウンドによりピクセル占有率が高くなってしまふことがある。FPCCD バーテックス検出器はピクセルサイズが  $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$  と非常に小さい。これにより 1 トレインの間にヒット信号をためてもピクセル占有率は上がらず、トレイン間の 200ms で信号を読みだすことが可能になる。FPCCD では有感層が全空乏化されており、信号電荷がすぐにポテンシャル井戸に移動するため、熱拡散が抑えられ、近接する二粒子を高分解能で検知できる。更に、ヒットのあるピクセルの並び方により、信号の入射方向がわかるようになっており、バックグラウンドは磁場によりビームパイプに垂直な方向へ曲げられているため、粒子の入射方向の情報によりバックグラウンドの除去が可能になる。

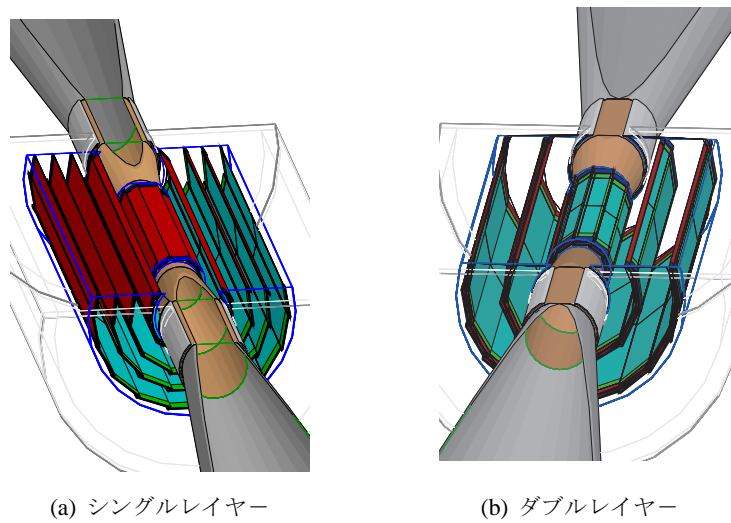


図 2.8: ILD 測定器の VTX

### シリコン飛跡検出器

シリコン飛跡検出器は崩壊点検出器と中央飛跡検出器の間を補完して飛跡検出器全体としての運動量分解能を向上させること及び、粒子の電磁カロリメータへの入射位置と時間を測定することを目的とした検出器である。VTX と TPC の間を補完するための SIT がバレル部分に、FTD がエンドギャップ部にある。ECAL への粒子の入射位置と時間を測定するために、バレル部に SET、エンドキャップ部に ETD が設置されている。これにより、運動量分解能の目標値を達成することができる。

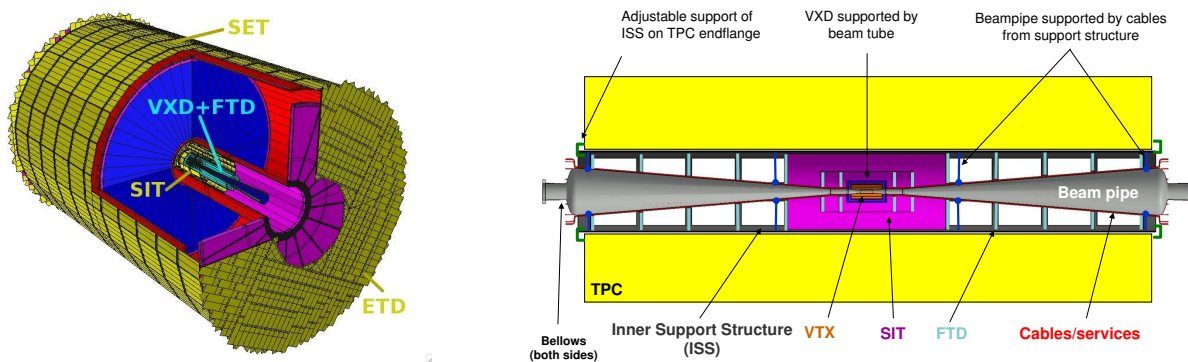


図 2.9: シリコン飛跡検出器の外観図

### 主飛跡検出器 (TPC:Time Projection Chamber)

主飛跡検出器 (TPC) は荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成するためのガス検出器である。ガスを検出媒体とした TPC であり、検出器端部にマイクロパターンガス検出器 (MPGD:micro-pattern gas detector) が敷き詰められ、内部空間はガスが充満した構造となっている。粒子の検出は以下の手順で行われる。まず、荷電粒子 TPC 内のガスを通過するとガスが陽イオンと電子に電離される。電離した電子はビーム軸に平行な強電場によってエンドプレートの方向にドリフトされる。エンドプレートにあるガス検出器に達した電子はそこで電子雪崩を起こし、数千倍に増幅されて検出される。このドリフトに要した時間の情報と、MPGD による二次元の空間情報を用いることで、荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成する。

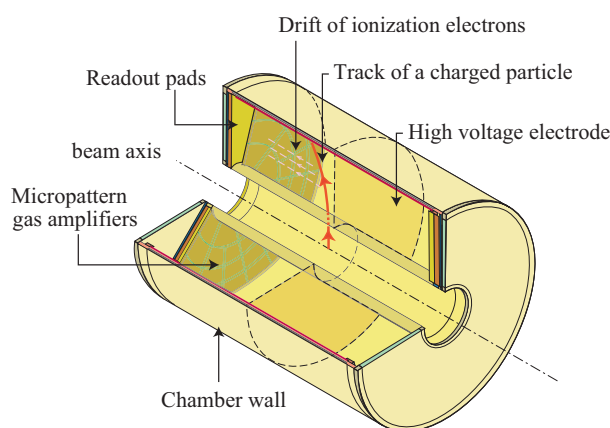


図 2.10: 主飛跡検出器の外観図

TPC(図 2.10) では、荷電粒子がガスを「電離」して電子を生成し、高電場により電子を「ドリフト」させ、さらに強い電場による「電子なだれ」を信号として検出する。そして、ドリフトによる時間と位置から、荷電粒子の飛跡を再構成する。

荷電粒子は、ガスが充満した空間を通過するとき、ガス分子を「電離」して電子と陽イオンを生成する。生成した電子は、ビーム軸方向にかけられている電場により、TPC の端のエンドプレート方向に「ドリフト」していく。このとき、磁場もビーム軸方向にかけられているので、電子のビーム軸に垂直方向の分散が抑えられる。ドリフトした電子は、TPC の端に 2 次元的に敷き詰められた厚さ  $50\mu\text{m}$  の MPGD において、強い電場により「電子なだれ」を起こし、約  $10^3$  倍の信号に増幅され検出される。そして、電子のドリフトにかかる時間情報と MPGD による 2 次元の空間情報から、荷電粒子の飛跡が再構成される。TPC はガスを用いているため物質量が少なく、それ故 TPC の外側にあるカロリメータの測定精度への影響が少ない。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。尚、TPC には

$$\sigma(1/p) \leq 9 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (2.5)$$

の運動量分解能、5%以下の  $dE/dx$  分解能が要求されている。



### 2.3.2 カロリメータ

カロリメータでは、エネルギーを持った粒子が物質に入射したときのカスケードシャワー（二次粒子生成）を利用して粒子のエネルギー及び位置を測定する。飛跡を残さない光子、中性ハドロン測定に利用される。ILD 検出器では、電磁カロリメータ（ECAL）とハドロンカロリメータ（HCAL）の2つを備えている。ECALの外側を覆うようにHCALが配置されており、カロリメータは後述する Particle Flow Algorithm(PFA) のために最適化されている。カロリメータ開発において高いエネルギー分解能に加え、高性能なパターン認識が要求されており、その結果 PFA では粒子を個別に再構成する事が可能になる。また、PFA の性能を十分発揮するためにはカロリメータより内側の物質を極力少なくする必要がある。そのため、ソレノイドコイルはカロリメータの外側に設置されている。ILC 実験で期待されている物理現象では多数のジェットを含むようなイベントを頻繁に扱う。ヒッグス粒子の発見には Z 粒子、W 粒子から生じたジェットを精度よく再構成することが不可欠である。そのため、ILC では 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が要求される。カロリメータを含めたそれぞれ検出器の結果を組み合わせることにより、ジェットのエネルギー分解能

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{30\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.6)$$

を目指している。

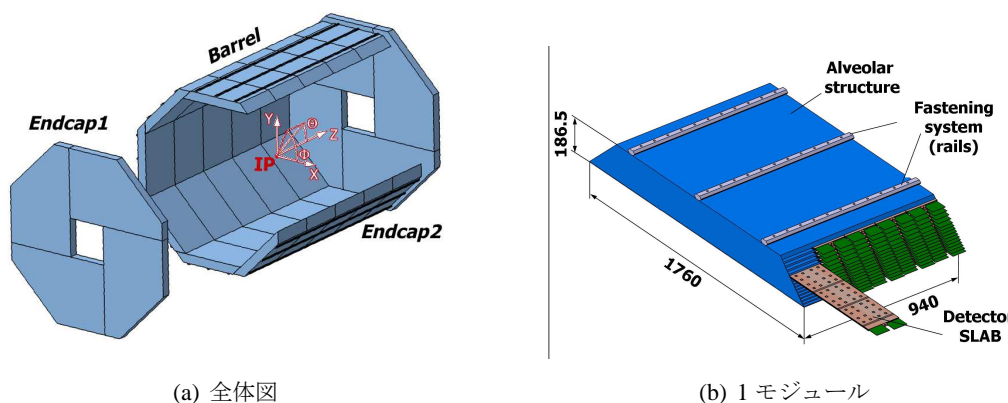


図 2.11: ECAL

#### 電磁カロリメータ (ECAL:Electromagnetic Calorimeter)

電磁カロリメータ (図 3.9) では、光子が物質中で「電磁シャワー」を起こしてエネルギーを落とし (エネルギーデポジット)、エネルギーデポジット分の「シンチレーション光」が発生するので、そのエネルギーを検出して、元の光子のエネルギーとして再構成する。光子は、ストリップ構造のシンチレータ (厚さ 2mm、平面サイズ 1cm × 4cm) と吸収剤のタングステン (厚さ 3cm) の中で「電磁シャワー」を起こしエネルギーを落とす。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抑え、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）の小さい物質を使う必要がある。そこで、モリエール半径の小さいタングステンを吸収剤（厚さ：3mm）に用いている粒子の落としたエネルギーは、「シンチレーション光」として発生し、シンチレータの中の波長変換ファイバー（直径1mm）を通り、光検出器（SiPMやMPPC）で約 $10^6$ 倍の信号に増幅され検出される。そこから元の光子のエネルギーを再構成する。

### ハドロンカロリメータ (HCAL:Hadron Calorimeter)

ハドロンカロリメータでは、中性ハドロンが物質中でハドロンシャワーを起こしてエネルギーを落とし（エネルギーデポジット）、エネルギーデポジット分の「シンチレーション光」が発生するので、そのエネルギーを検出して、元の中性ハドロンのエネルギーとして再構成する。中性ハドロンのエネルギー損失は大きく揺らぐため、これを正確に測ることはPFAを行う上で重要である。HCALはECALとどのようにサンプリングカロリメータで、吸収層にステンレス銅（Fe）が、検出層にはシンチレータタイルもしくはガス検出器が用いられる。HCALデザイン案は2種類あり（図2.12）、そのどちらもがシンチレータ、ガスを選んで装備することができる。デザイン1はバレル部分がビームパイプの方向に2つに分かれていて、エレクトロニクスはその側面に配置されている。一方デザイン2はバレル部分が5つに分かれていて、エレクトロニクスはバレルの周辺に位置する。どちらもエンドギャップのデザインは共通であり、四分円で構成される。

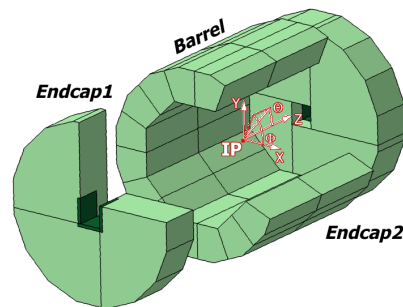


図 2.12: HCAL

### 2.3.3 ソレノイドとリターンヨーク

ソレノイドで磁場を作り出し、リターンヨークで磁場が外に漏れることを防ぐ。ソレノイドは超電導ソレノイドを使用して、3.5T（最大4T）の磁場を発生させる。コイルは5つのモジュールからなり（内径：3.6m、外径：44.1m）、クライオスタット内に設置される。コイルの長さは7.4mである。リターンヨークは十二角形で、バレル部分及びエンドキャップ部分に10cmの厚さの鉄の板が10枚入っている。

### 2.3.4 ミューオン検出器

最も外側に位置する検出器であり、ミューオンを識別することを目的としている。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。ILDでは約 3GeV 以上の運動量を持つミューオンがミューオン検出器に到達する。ミューオン検出器は非常に広い範囲をカバーしなくてはならないので、安価で容易に製造できることが求められる。検出器案としては、ガスとシンチレータの 2 種類が考えられている。尚、ミューオン検出器で検出された信号と飛跡検出器で再構成した飛跡は容易に結び付けられる。これは、レプトンコライダーである ILC で観測される事象がクリーンであるためである。

### 2.3.5 前方検出器 (Forward Detector)

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 2.13 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。

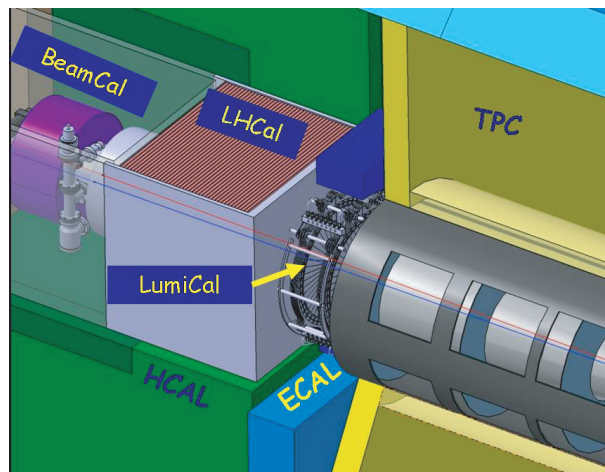


図 2.13: 前方検出器の外観図

#### ルミノシティカロリメータ (LumiCal)

ルミノシティカロリメータはルミノシティを精密に測定するための電磁カロリメータ (図 2.3.5) である。ルミノシティ  $L$  は反応断面積  $\sigma$  の大きいバーバー散乱 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) のイベント数を測定して、以下の式から見積もられる。

$$L = \frac{N_{bhabha}}{\sigma} \quad (2.7)$$

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。

る。LumiCal は、シリコンとタングステンのサンプリングカロリメータであり、極角 32~74mrad の範囲をカバーしている。

### ビームカロリメータ (BeamCal)

BeamCal(図 2.3.5) は測定器全体の検出器範囲の向上のために置かれるカロリメータである。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量に生成される、電子・陽電子のことである。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。BeamCal は、センサーとタングステンのサンプリングカロリメータであり、極角 5~40mrad の範囲をカバーする。

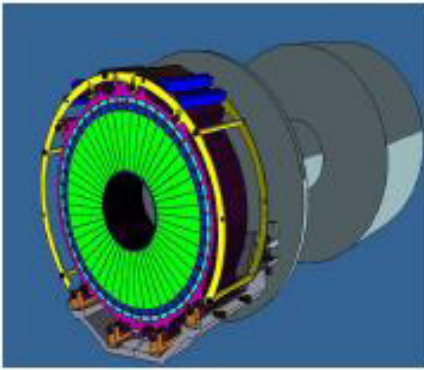


図 2.14: LumiCal 外観図

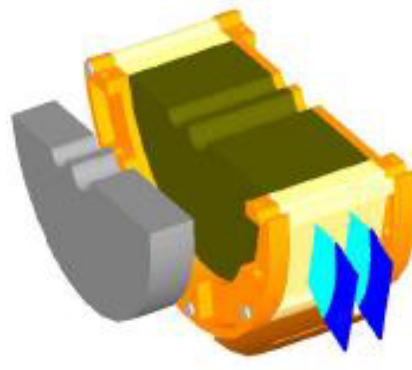


図 2.15: BeamCal 外観図

### ペアモニター

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、制動放射を起こ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ことから、「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おり、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の形状を推定することができる。ペアモニターでは、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ーである。このペアモニターと同様の原理で 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合わせることで高精度でビーム形状の測定が可能であると期待される。

## 第3章 シミュレーション

シミュレーションは、Physsim による基本粒子（レプトン・クォーク・ゲージボソンなど）の生成、JSFHadronizer による基本粒子の時間発展（パートンシャワー、ハドロン化、崩壊過程）、JSFQuickSim による測定器の簡易シミュレーションの順に行う。

基本粒子の生成を担う Physsim[12] は、HELAS(ヘリシティ振幅の計算をおこなう)[13]、BASES (多変数関数のモンテカルロ積分)、SPRING (BASES の積分結果から基本粒子の生成をおこなう) をもとに作られている。[14] また、基本粒子の時間発展を担う JSFHadronizer は、PYTHIA6.4 (クォーク・グルーオンのパートンシャワーとハドロン化の計算をおこなう) [15]、 $\tau$  粒子のヘリシティを考慮した崩壊の計算が可能な TAUOLA[16] をもとに作られている。

### 3.1 シグナル

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・陽電子ビームの重心系エネルギーからの差を求めることで、ヒッグス粒子の 4 元運動量  $P_H$  を求めている。

$$P_H = (\sqrt{s}, 0, 0, 0) - P_Z \quad (3.1)$$

このことから求められるヒッグス粒子の質量は反跳質量と呼ばれる。ヒッグスが暗黒物質のように測定器で捉えることができない粒子に崩壊したとしても、その質量を求めることができる。本解析では、Z ボソンが 2 対のクォークに崩壊しているものをシグナルとする。その為、事象再構成の際には検出されたトラックは 2 クォークジェットとして組まれる。図 4.1 にシグナルのファインマン・ダイアグラムを示した。

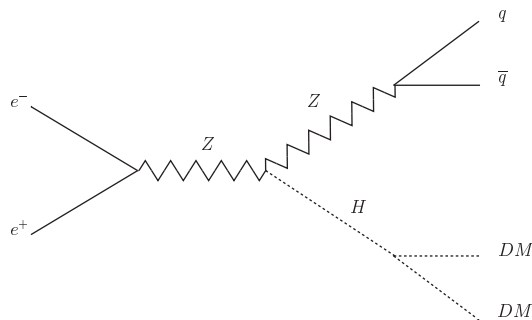


図 3.1: シグナルのファインマン・ダイアグラム

## 3.2 座標系

本解析では、以下の図 [ ] 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とっている。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。また、粒子トラックの  $\theta$  は Z 軸との間の角度を示す。

## 3.3 物理事象の生成

### 3.3.1 基本粒子の生成

基本粒子の生成は、まずヘリシティ振幅の計算を行い、次に微分反応断面積の積分を行う手法をとっている。初めに、 $e^+e^- \rightarrow X_1 + X_2 + X_3 + \dots + X_n$  のような、始状態が  $e^+e^-$  で、終状態が  $n$  体ある物理事象を考える。ここで、 $e^+$ 、 $e^-$ 、 $X_j$  の運動量  $\mathbf{p}$  とスピン  $s$  を、それぞれ  $(p_+, s_+)$ 、 $(p_-, s_-)$ 、 $(p_j, s_j)$  とすると、 $X_j$  に関する微分反応断面積  $d\sigma$  は、

$$d\sigma = \frac{1}{2s\beta_e} \sum_{s^+, s^-, s_i} \omega_s^+ \omega_s^- |M_{ji}^2| d\Phi_n \quad (3.2)$$

$$M_{i,j} = \langle p_j, s_j | M | p_+, s_+; p_-, s_- \rangle \quad (3.3)$$

と表される。ここで、 $s$  は重心系エネルギーの 2 乗、 $\beta_e$  は光速を 1 単位とした  $\mathbf{e}$  の速度、 $\omega_s^{+-}$  は  $e^\pm$  の偏極の重み<sup>1</sup>である。ヘリシティ振幅であり、 $d\Phi_n$  は位相空間である。

### 3.3.2 ヘリシティ振幅の計算

HELAS はヘリシティ振幅の計算を行うためにサブルーチンの集合体であるが、その計算には tree-level のファインマン・ダイアグラムに限られる。

ヘリシティ振幅の計算過程は、終状態の粒子を決め、それが実現可能なファインマン・ダイアグラムを指定することから始まる。次に、指定したファインマン・ダイアグラムの外線に当たる粒子の量子状態を指定する。最後に HELAS のサブルーチンを利用して、指定した量子状態におけるヘリシティ振幅を計算させる。以上の過程を経てヘリシティ振幅の計算がされる。

ヘリシティ振幅は、式??と同様、始状態  $|\phi_i\rangle$ 、終状態  $\langle\phi_f|$ 、散乱演算子  $M$  とすると、

$$M_{ji} = \langle\phi_f| M |\phi_i\rangle \quad (3.4)$$

で表される。ここで、始状態  $|\phi_i\rangle$ 、終状態  $\langle\phi_f|$  は、運動量とスピンによって指定される量子状態である。HELAS は、外線である始状態・終状態の間を、内線と頂点で繋ぐ組み合わせを用意している。それらの実現可能な組み合わせが、それぞれのファインマン・ダイアグラムに対応する。そして、それぞれのファインマン・ダイアグラムに対して、ヘリシティ振幅の計算をおこなう。

<sup>1</sup>偏極の重みは、 $\omega_{s^\pm} = \frac{1 \pm P_s}{2}$ ,  $-1 \leq P_s \leq 1$ ,  $P_s = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$  と表される。 $N_\pm$  は偏極が  $\pm$  である電子・陽電子の数である。

### 3.3.3 微分反応断面積の積分

BASES/SPRING は、多変数関数の積分を行う、汎用モンテカルロ積分プログラムである。これを用いて計算を行うには、被積分関数及び、それに伴う積分変数の指定が必要になるが、微分反応断面積の積分において被積分関数は微分反応断面積、積分変数は上述した位相空間に対応する。これにより、式 3.2 の積分を行うことができる。

#### BASES

BASES では荷重サンプリング法を用いて精度の高い積分を実現する。この手法は、

1. 積分変数の空間を格子で分割
2. 被積分関数の値におじて格子の大きさを調整
3. 積分に対する寄与の大きい格子をより多くサンプリング

という手法をとっている。これにより、位相空間における局面の極値がサンプリングされる機会が多くなっている。その結果、精度の高い数値積分を行えるようになっている。

多変数関数  $f(X)$  の積分は、 $m$  個の格子  $\Delta X^i$  で分割すると、

$$\int f(X)dX \approx \sum_{i=0}^m f(X^i)\Delta X^i \quad (3.5)$$

と表される。ここで、変数  $X$  が  $p$  次元の場合、 $X = X_1, X_2, \dots, X_n$ 、 $i = i_1, i_2, \dots, i_n$ 、 $m = m_1, m_2, \dots, m_n$ 、である。

次に、関数  $f(X)$  の値に応じて、

- ・ 大きな値のところ：格子の幅  $\Delta X^i$  を狭く
- ・ 小さい値のところ：格子の幅  $\Delta X^i$  を広く

というように、格子の大きさを調整する ( $\Delta X^i \rightarrow \Delta' X^i$ )。このように、各格子に対して、 $n$  回サンプリングを繰り返すと

$$f(X^i)\Delta' X^i \rightarrow \frac{1}{n} \sum_{j=0}^n f(X^{ji}\Delta' X^i) \quad (3.6)$$

となる。これにより、積分に対する寄与が小さい格子は幅が広くとれた分を、積分に対する寄与の大きい格子は幅が狭くすることで、相対精度が優先的に上がり、全積分の精度を上げることができる。また、積分の結果、それぞれの格子の積分に対する確率密度（重み）

$$f(X^i)\Delta' X \div \int f(X)dX \quad (3.7)$$

が得られる。

#### SPRING

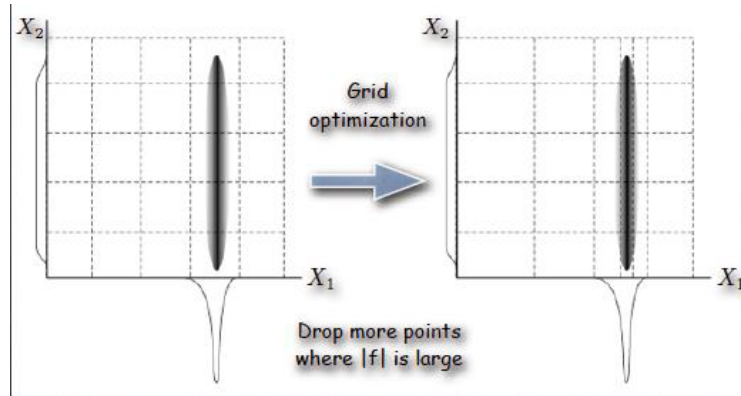


図 3.2: 荷重サンプリングの概念図

SPRING は、数値計算の際、BASES で得られた格子の重みを利用したヒット&ミス法を用いることで粒子の生成を行っている。この手法では、まず BASES で得られた格子の重みに応じて、積分変数空間の中のある格子を選ぶ。次に、その格子に対応する被積分関数の値が一様乱数より大きいか、小さいかでヒットかミス进行判断する。こうすることで、それぞれの点のヒット&ミス、被積分関数の値に対応した確率密度で分布させることが出来る。そして、それぞれの点でヒットと判断された場合に、基本粒子の生成がおこる。

まず、BASES での計算結果として得られた各格子の重みに従い、格子  $\Delta' X^i$  を選び、さらに、その格子内で任意の点  $x_{event}, f_{max} \cdot R$  を選ぶ。ここで、 $f_{max}$  は多次元関数  $f(X)$  の最大値、 $R$  は一様乱数 ( $0 \leq R \leq 1$ ) である。この点が、関数  $f(X)$  と比べて大きいか小さいかにより、ヒット&ミス进行判断する。つまり、

- $f(x_{event}) \geq f_{max} \cdot R$  のとき：ヒット
- $f(x_{event}) \leq f_{max} \cdot R$  のとき：ミス

とする。そして、また次のある格子を選び、同じ作業を繰り返していく。以下の手順により、関数  $f(X)$  が大きな値のところで粒子（変数  $X$  の情報を持ったもの）の生成回数が多く、関数  $f(X)$  が小さな値のところで粒子の生成回数がすくなくなるという様に、確率密度に応じた基本粒子の生成が可能となる。

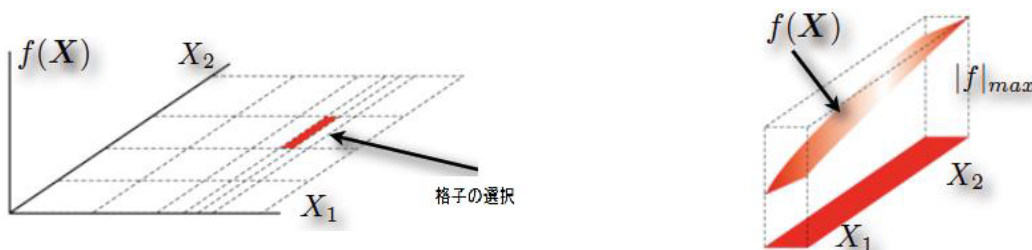


図 3.3: SPRING の概念図



### 3.3.3.1 ビーム衝突時における補正

$e^+e^-$  ビームが衝突するとき、衝突前に光子  $\gamma$  を放出して、放出した光子の分のエネルギーを失った  $e^+e^-$  ビームが反応する現象が起こる。この現象は、2つの異なる物理過程を原因とし、それぞれ、

- Initial States Radiation (ISR)
- Beamstrahlung (BM)

と呼ばれる。

#### Initial States Radiation(ISR)

ISR(Initial States Radiation) とは、ビームの周辺に存在する仮想光子が、ビーム衝突直前にエネルギーの一部を持ち去った光子が放射される現象のことをいう。これにより、衝突時のビームエネルギーは低くなる。ISR は微視的な過程であり、ビーム粒子同士の素過程に関する現象である。

#### Beamstrahlung (BM)

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、ビームストラールングという。

#### ISR、ビームストラールングの影響

ISR 及びビームストラールングの計算は、BASES/SPRING の微分断面積に ISR 確率分布とビームストラールング確率分布を乗じる形で実装される。

ISR と BM は、 $e^\pm$  が常に  $\gamma$  を帯びた状態であるために起こる現象だと理解される。これを、「電子が光子を放出した際の4元運動量の保存」、「プロパゲータとしての  $e$ 」の2つの視点で考える。

まず、光子を放出する前の電子を  $e$ 、放出後の電子を  $e'$ 、光子を  $\gamma$  とする。4元運動量の保存  $P_e = P'_e + P_\gamma$  より、

$$\begin{aligned} P_e^2 &= (P'_e + P_\gamma)^2 \\ &= P_e'^2 + 2E'_e E_\gamma (1 - \beta'_e \cos\theta) \end{aligned} \quad (3.8)$$

となる。尚、式変形の際に ILC では電子ビームがほぼ光速の高エネルギー状態であることを考慮している。ここでは、 $e'$  が質量殻の上に乗っている状態 (On Shell<sup>2</sup>) を考えているので  $\gamma$  を放出後の  $e$  が実粒子になる条件を課さなければならない。

これは、 $P_e'^2 = m_e^2$  と表され、そのための条件は式??より

$$\cos\theta = 1 \quad (3.9)$$

<sup>2</sup>実粒子は  $P^2 = m^2$ (onmassshell) であり、仮想粒子は  $P^2 \neq m^2$ (offmassshell) である

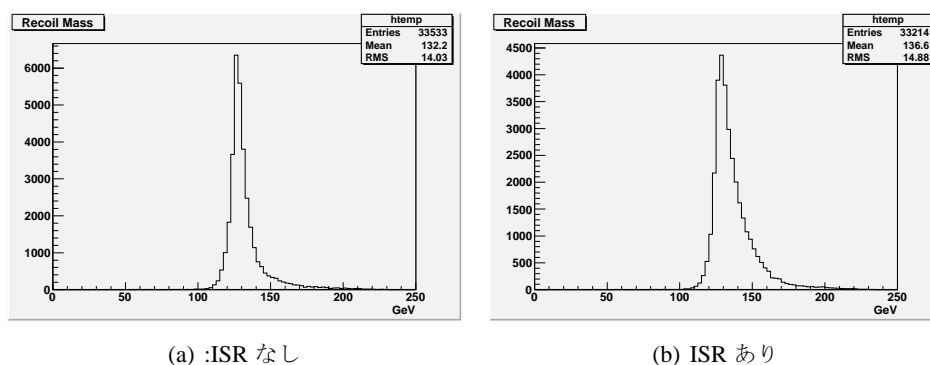


図 3.4: シグナルの反跳質量分布

を満たすことである。 $\cos\theta = 1$  は、 $e$  の方向に平行の  $\gamma$  を放出することであり、 $e$  が  $\gamma$  を帯びた状態であることを意味している。

次に、 $e^\pm$  をプロパゲータとして考える。プロパゲータである  $e$  の伝播関数  $S_F(p)$  は、4 元運動量  $p$  と質量  $m$  を用いて、

$$S_F(p) \propto \frac{1}{p^2 - m^2} \quad (3.10)$$

で表される。

散乱振幅は  $S_F(p)^2$  に比例するので、伝播関数の  $p$  が小さいほど散乱振幅が大きくなる。これは  $e$  の運動量  $p$  が、光子放出によって小さくなり易い事を意味している。

以上により、ビーム粒子  $e^\pm$  の周りに常に光子が張り付いている状態にあるといえる。したがって、ISR・BM が起こる理由は、ビーム粒子  $e^\pm$  自身が纏っている  $\gamma$  を再吸収する前に、相手のビーム粒子  $e^\mp$  と反応を起こすためであると理解できる。この現象により、ビーム衝突時におけるエネルギーは、設定値よりも小さくなる。冒頭にも述べたが、ヒッグスの 4 元運動量は

$$P_H = (\sqrt{s}, 0, 0, 0) - P_Z \quad (3.11)$$

と計算しており、式中の  $\sqrt{s}$  は、本研究において 250GeV と固定してある。そのため、反跳質量は ISR・BM の影響を受けて、図 3.3.3.1 のようにピークの右側にテールを残す様な分布になる。

### 3.3.4 基本粒子の時間発展

基本粒子の時間発展には、

- パartonシャワー
- ハドロン化
- 崩壊

がある。パートンシャワーについては、エネルギースケールの大きなところで、基本粒子（パートン）の時間発展を、「摂動 QCD」「摂動 QED」で取り扱う。一方、ハドロン化については、摂動論で扱えないエネルギースケールの小さなところで、基本粒子（クォークやグルーオン）<sup>3</sup>の時間発展を、「非摂動 QCD」で取り扱う。

本研究では、基本粒子の時間発展の計算のために、PYTHIA56.4 を利用した。PYTHIA では、 $\tau$  粒子のヘリシティを考慮した時間発展の計算ができないので、その計算については TAUOLA を利用した。

### 3.4 シグナル生成コード

本研究で用いるシグナルのファインマン・ダイアグラム  $-e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow f\bar{f}DD$  に対応する粒子を生成するためのコードについて説明する。尚、 $f$  はフェルミオン、 $D$  は暗黒物質を表す。

#### 3.4.1 HELIB によるヘリシティ振幅の計算

シグナル事象の生成における、ヘリシティ振幅の計算は C++ で記述された HELIB によって行われている。図 3.5 はシグナル生成の為に用意した HELIB のサブルーチンをファインマン・ダイアグラム上に組んだものである。○は入力部分を、●は出力部分を表しており、入力のみサブルーチン  $D$  でヘリシティ振幅の計算結果を出力する。

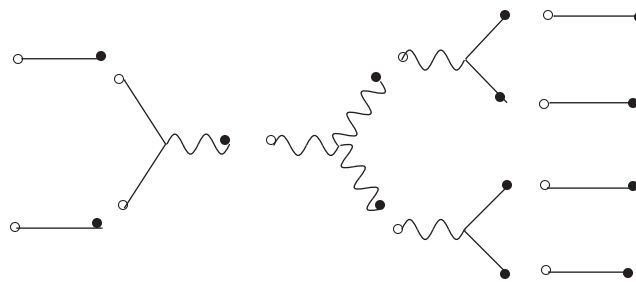


図 3.5: HELIB のサブルーチンとファインマンダイアグラム

- A 始状態である電子の外線の計算を行う。入力情報には、電子の 4 元運動量、質量、ヘリシティがある。
- B 始状態である陽電子の外線の計算を行う。入力情報には、陽電子の 4 元運動量、質量、ヘリシティがある。
- C 中間状態の Z ボソンを生成し、プロパゲータとしての Z ボソンの計算を行う。入力情報は、A,B で計算した電子、陽電子の情報、Z ボソンの質量、Z ボソンの全崩壊幅、Z ボソンと右巻きフェルミオンの結合定数、Z ボソンと左巻きフェルミオンの結合定数である。

<sup>3</sup>ハドロン化では、レプトンを対象としない。

- D 全ての入力情報を統合し、ヘリシティ振幅の計算を行う。入力情報は、C,E,Fで計算された、中間状態であるZボソン、ヒッグス粒子、ヒッグスに散乱されたZボソンの3つの粒子の情報とZボソンとヒッグスの結合定数である。
- E ヒッグス粒子に散乱されたZボソンとしてベクトル粒子の内線の計算を行う。入力情報は、G,Hで計算されたフェルミオン対の情報、Zボソンの質量、Zボソンの全崩壊幅、Zボソンと右巻きフェルミオンの結合定数、Zボソンと左巻きフェルミオンの結合定数である。
- F 生成されたヒッグス粒子としてスカラー粒子の内線の計算を行う。入力情報はI,Jで計算された暗黒物質対の情報、ヒッグス粒子の質量、ヒッグス粒子の全崩壊幅、ヒッグスと暗黒物質の結合定数である。尚、ヒッグス粒子の全崩壊幅は、標準模型の場合の崩壊幅に暗黒物質へ崩壊するときの崩壊幅を加えた値となっている。
- G 終状態であるフェルミオンとして外線の計算を行う。入力情報には、終状態の粒子の4元運動量、質量、ヘリシティがある。
- H 終状態であるGの反粒子としての外線の計算を行う。入力情報には、終状態の粒子の4元運動量、質量、ヘリシティがある。
- I 終状態である暗黒物質として外線の計算を行う。入力情報には、暗黒物質の4元運動量、質量、ヘリシティがある。
- J もう片方の暗黒物質の計算を行う。入力情報はIと同じく、4元運動量、質量、ヘリシティがある。

この計算において、外線に入力する情報のうち、それぞれの粒子の4元運動量およびヘリシティは乱数としてふっている。このうち、ヘリシティの選択は一様乱数をふっている。一方、4元運動量の選択は、微分反応断面積の積分計算の収束効率を上げるために乱数のとりかたを変えている。以下その詳細を述べる。

### 3.4.2 外線における4元運動量の選択

粒子の4元運動量 $P$ を決定する際に用いられるパラメータは、方位角 $\theta$ および $\phi$ 、そして4元運動量の2乗 $Q^2$ の値、つまりローレンツ不変量である。粒子の4元運動量を求めるには、

- $\theta$   $\phi$   $Q^2$  の決定
- 各々の2体崩壊の重心系へブースト（散乱前の $Z^*$ ボソンの静止系、散乱後のZボソンの静止系、ヒッグスボソンHの静止系）
- 粒子のエネルギー、運動量を計算
- 実験室系へブースト

の手順を踏んで行われる。第一段階目の各パラメータの決定は $\theta$ と $\phi$ については一様乱数によって行い、 $Q^2$ については

**Z\***  $Q^2$  はビームの衝突エネルギーの2乗に等しく、250GeV から ISR で失ったエネルギーを差し引いたものとする。

**Z** Z は質量殻に乗っているので、Z ボソン質量にピークを持つブライト・ウィグナー型の乱数をふる。

**H** 暗黒物質の質量がヒッグス質量の半分より小さいか否かで、ヒッグス粒子が質量殻にのっているかどうかが変わる。質量殻にのっている場合は H ボソンの質量にピークを持つブライト・ウィグナー型の乱数を振り、質量殻にない場合は、ヒッグス粒子の生成が許されるエネルギー領域で一様乱数をふって行う。

というように各場合で決定の仕方が異なる。そして、 $Q^2$  の値が決まった後は連立方程式を解くことにより以下のようにエネルギー、運動量を求める。どの粒子の場合も親粒子からの2体崩壊として考えることができるので、2つの粒子のエネルギーおよび運動量を  $E_1, E_2, P_1, P_2$  とおくと、

$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= \sqrt{Q^2} \\ P_1 + P_2 &= 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

これは、2体の重心系で考えるため上の様な式になる。したがって、それぞれのエネルギー、運動量は

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{Q^2 + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{Q^2}} \\ E_2 &= \frac{Q^2 + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{Q^2}} \\ P_1 = P_2 &= \frac{\sqrt{Q^2}}{2} \beta(m_1, m_2, Q^2) \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\beta(m_1, m_2, Q^2) = \sqrt{1 - 2\frac{m_1^2 + m_2^2}{Q^2} + \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{Q^2}\right)^2} \quad (3.14)$$

となる。尚、式中の $\beta(m_1, m_2, Q^2)$ はそのまま位相空間因子として微分反応断面積に乘じられる。

### 3.5 測定器シミュレーション

測定器シミュレーションは JSFQuickSim で行われており、実装されている検出器は、ILD 測定器と同様、飛跡検出器とカロリメータとして、

- 飛跡検出器：VTX,IT,TPC
- カロリメータ：ECAL,HCAL

である。(図 3.6 図 3.7)

その他、ミューオン検出器、前方検出器については実装していない。したがって、これら検出器の情報は、物理事象の生成における情報をそのまま利用して、便宜的に測定器シミュレーションをおこなったこととしている。尚、ソレノイドについては、磁場を 3T と設定している。

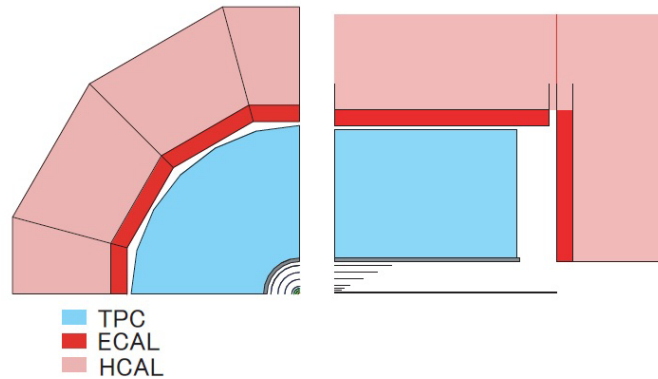


図 3.6: JSFQuickSim の測定器の概観 1( $r - \phi$  平面と  $r - z$  平面)

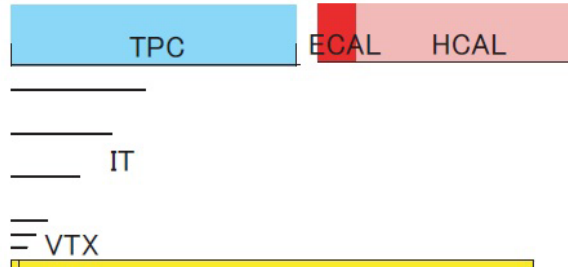


図 3.7: JSFQuickSim の測定器の概観 2( $r - z$  平面)

### 3.5.1 飛跡検出器

JSFQuickSim では、飛跡検出器として、VTX、IT、TPC の 3 つの実装されている。VTX は 3 層、IT は 4 層として設定してあり、TPC は粒子の飛跡を最大 200 点サンプリングする。また、粒子の飛跡に影響を与えるものとして、ビームパイプも実装されている。

それぞれの検出器内で、粒子の飛跡を決めるためには、磁場による螺旋運動と Layer やガス中を通過することによる散乱現象の 2 つを計算する必要がある。

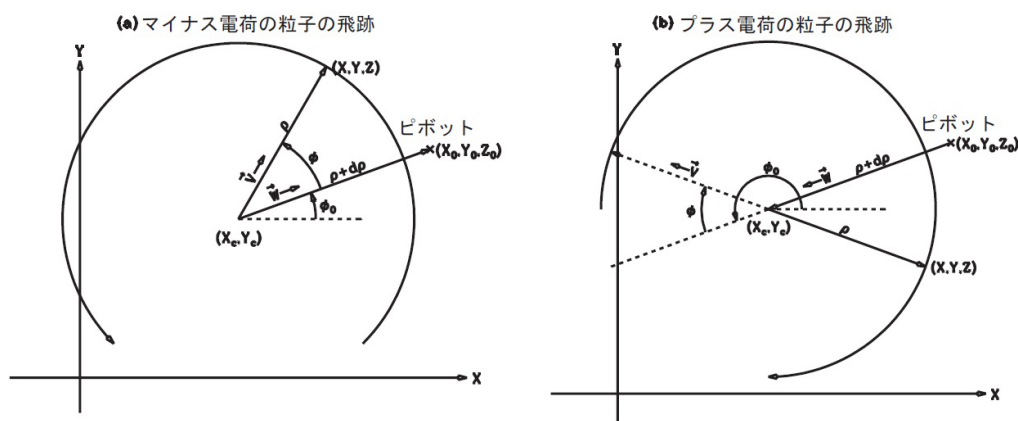


図 3.8: 螺旋の飛跡パラメータ・ベクトルについての説明

### 螺旋運動

荷電粒子が一様な磁場中を通ると、螺旋運動をする。ここでは、螺旋運動の形を決める「飛跡パラメータ・ベクトル」 $\mathbf{a}$ を導出する。磁場の方向を $z$ とし、ある任意の点 $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T$ をピボット（軸）とすると、螺旋の座標 $(x, y, z)$ は、

$$\begin{cases} x = x_0 + d_\rho \cos\phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa}(\cos\phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi)) \\ y = y_0 + d_\rho \sin\phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa}(\sin\phi_0 - \sin(\phi_0 + \phi)) \\ z = z_0 + d_z + \frac{\alpha}{\kappa} \tan\lambda \cdot \phi \end{cases} \quad (3.15)$$

と表される。ピボットの位置は任意であるので、検出器では、

- VTX の 1 層目 (Layer1) における粒子の衝突点
- IT の 1 層目 (Layer1) における粒子の衝突点
- TPC におけるサンプリングの 1 点目

をピボットとする。

ピボットが上記のように固定されると、「飛跡パラメータ・ベクトル」により、検出器ごとに螺旋の形は決まる。飛跡パラメータ・ベクトル $\mathbf{a}$ は成分は5つあり、

$$\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, \tan\lambda)^T \quad (3.16)$$

と表される。図 3.8 はそれぞれのパラメータを表している。 $d_\rho$  は $xy$  平面でのピボットとらせんの距離、 $\phi_0$  は螺旋の中心を含め $xy$  平面に対するピボットの方角、 $\kappa$  は $\kappa \equiv Q/P_T$  ( $Q$ : 電荷、 $P_T$ : 横運動量)、 $d_z$  は $z$  方向でのピボットと螺旋の距離、 $\tan\lambda$  は傾斜角である。また、式におけるその他の螺旋のパラメータとして、 $\alpha$  は $\alpha \equiv 1/cB$  ( $c$ : 光速、 $B$ : 磁場)、 $\rho = \alpha/\kappa$  は螺旋の半径であり、螺旋上の点とピボットか $\phi$ が求まる。

以上より、螺旋運動をする粒子の運動量は、

$$\mathbf{P} = m \frac{d\mathbf{x}}{dt} = m \frac{d\phi}{dt} \frac{d\mathbf{x}}{d\phi} = \frac{1}{|k|} \begin{pmatrix} -\sin(\phi_0 + \phi) \\ \cos(\phi_0 + \phi) \\ \tan\lambda \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

と求まる。

### 散乱現象

シミュレーションにより、実際の荷電粒子による測定器での飛跡を実現するため、測定器による「多重散乱」と「連続散乱」を考慮して、理想的な螺旋運動を補正しなければならない。それぞれの要因は、シミュレーションにおける測定器のパラメータ

- 多重散乱：放射距離に換算した物質の厚み ( $x/X_0$ )
- 連続散乱：位置分解能 ( $\sigma_{r\phi}, \sigma_z$ )

によって決まる。

荷電粒子が物質（検出器やガス）を通過するとき、小さい角度の散乱が多数起こる（多重散乱）。散乱の主な原因は、物質の原子核によるクーロン散乱である。その散乱のうち98%が含まれる角度  $\theta_0$  は、放射距離に換算した物質の厚み  $x/X_0$  によって、

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (3.18)$$

と表される。 $\mathbf{p}$  は運動量、 $\beta c$  は速度、 $z$  は入射粒子の電荷である。さらに、それらの多重散乱は、VTXにおいて3つのLayerで連続し、ITにおいて4つのLayerで連続し、TPCにおいて多数のガス分子で連続する（連続散乱）。よって、それぞれの検出器における位置分解能を考慮した上で、螺旋運動を補正しなければならない。

以上、2つの要因を考量して、螺旋運動を補正するために、「誤差行列」を利用する。誤差行列を対角化することにより、飛跡パラメータ・ベクトルの各成分の関係を保ちつつ、飛跡パラメータ・ベクトルの各成分を独立に取り扱うことができる。飛跡パラメータ・ベクトル  $\mathbf{a}$  (式3.16) について、 $\chi^2$  を

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^5 \left( \frac{\Delta a_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad ; \Delta a_i = a_i - a_i^{\text{true}} \quad (3.19)$$

とする。 $\mathbf{a}^{\text{true}}$  が元の正しい値、 $\mathbf{a}$  が分散後の値である。飛跡パラメータ・ベクトルが最適な値となるのは、 $\chi^2$  が最小のとき、つまり、 $\chi^2$  の1次微分

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{a}} = 2 \sum_{i=1}^5 \left( \frac{1}{\sigma_i^2} \Delta a_i \frac{\partial(\Delta a_i)}{\partial a_1}, \frac{1}{\sigma_i^2} \Delta a_i \frac{\partial(\Delta a_i)}{\partial a_2}, \dots, \frac{1}{\sigma_i^2} \Delta a_i \frac{\partial(\Delta a_i)}{\partial a_5} \right)^T \quad (3.20)$$

が0の時だ。この時  $\chi^2$  は、

$$\chi^2 = \frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{a}} \mathbf{da}^T + \frac{1}{2} \mathbf{da}^T \cdot \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{a}^T \partial \mathbf{a}} \cdot \mathbf{da} = \Delta \mathbf{a}^T \cdot \mathbf{E}_a^{-1} \cdot \Delta \mathbf{a} \quad (3.21)$$



となる。 $E_a$  は「誤差行列」と呼ばれ、

$$E_a = \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{a}^T \partial \mathbf{a}} \right) \quad (3.22)$$

である。この誤差行列  $E_a$  は、

- 放射距離に換算した物質の厚み ( $x/X_0$ )
- 位置分解能 ( $\sigma_{r\phi}, \sigma_z$ )

の情報を含んでいるので、多重散乱と連続散乱を考慮できることになる。

つぎに、誤差行列の対角化をおこなう。対角行列を  $O$ 、対角化された誤差行列を  $E_b$ 、それに伴う飛跡パラメータ・ベクトルを  $\mathbf{b}$  とすると、

$$E_b^{-1} = O^T \cdot E_a^{-1} \cdot O \Delta \mathbf{b} = O^T \cdot \Delta \mathbf{a} \quad (3.23)$$

と表される。また、 $\chi^2$  は

$$\chi^2 = \Delta \mathbf{b}^T \cdot E_b^{-1} \cdot \Delta \mathbf{b} \quad (3.24)$$

と書き直される。対角化により、 $\mathbf{b}$  の各成分はそれぞれ独立となるので、 $\chi^2$  の 1 次微分は、式 3.20 より

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{b}} = 2 \left( \frac{\Delta b_1}{\sigma_1}, \frac{\Delta b_2}{\sigma_2}, \dots, \frac{\Delta b_5}{\sigma_5} \right) \quad (3.25)$$

となり、誤差行列は、

$$E_b^{-1} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{b}^T \partial \mathbf{b}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_1} & & & & \\ & \frac{1}{\sigma_2} & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \frac{1}{\sigma_n} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

となる。よって、 $\Delta \mathbf{b}$  の各成分は、それぞれ独立に

$$\Delta b_i = \sigma_i \times (\text{ガウス乱数}) \quad (3.27)$$

と分散させることができる。JSFQuickSim は、このガウス乱数を計算することになる。そして、分散後の飛跡パラメータ・ベクトル  $\mathbf{a}$  は、式 3.19 式??より

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_{true} + O \cdot \Delta \mathbf{b} \quad (3.28)$$

として、得ることができる。

#### 飛跡検出器におけるパラメータ・ベクトルの平均化

VTX、IT、TPC の 3 つの検出器の結果を組み合わせて、荷電粒子の運動量を求めることで、運動量分解能  $\Delta P_i/P_i^2$  とビーム衝突係数  $\delta_b$  の精度を向上させる。螺旋運動の飛跡パラメータ・ベクトル (第 4.6 節を参照) の合成は、

- ピボットの移動
- 各検出器の飛跡パラメータ・ベクトルの平均化

で行えるが、VTX、IT、TPCの3つの検出器があるので

1. TPCのピボットをITのピボットに移動
2. 上記のピボットをVTXのピボットに移動
3. 誤差行列から導かれた重みで、3つの飛跡パラメータ・ベクトルを平均化

を実行する事で組み合わせられる。

### ピボットの移動

ピボットの移動が

$$\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T \rightarrow \mathbf{x}'_0 = (x'_0, y'_0, z'_0)^T \quad (3.29)$$

のとき、この移動に伴い、飛跡パラメータ・ベクトルも

$$\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, d_z, \tan\lambda)^T \rightarrow \mathbf{a}' = (d'_\rho, \phi'_0, \kappa', d'_z, \tan\lambda')^T \quad (3.30)$$

と変化する。したがって、新しい飛跡パラメータは、元の飛跡パラメータを用いて、

$$\begin{aligned} d'_\rho &= \left(x_0 - x'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa}\right)\cos\phi_0\right)\cos\phi'_0 + \left(y_0 - y'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa}\right)\sin\phi_0\right)\sin\phi'_0 \\ \phi'_0 &= \arctan\left(\frac{y_0 - y'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa}\right)\sin\phi_0}{x_0 - x'_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa}\right)\cos\phi_0}\right) + \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{Q}{|Q|}\right) \\ \kappa' &= \kappa \\ d'_z &= z_0 - z'_0 + d_z - \left(\frac{\alpha}{\kappa}\right) \cdot (\phi'_0 - \phi_0) \cdot \tan\lambda \\ \tan\lambda' &= \tan\lambda \end{aligned} \quad (3.31)$$

と表される。尚上記の導出に於いて、二つの螺旋が同一のものであるという条件を課している。

### 飛跡パラメータ・ベクトルの平均化

飛跡ベクトル・パラメータについて、異なる検出器の結果を組み合わせるとき、誤差行列の逆数  $E^{-1}\mathbf{a}_i$  を重みとして平均化することができる。

飛跡パラメータ・ベクトルについて、 $\mathbf{a}^{true}$  が元の正しい値、 $\mathbf{a}_i$  が各検出器での値 (i=1:VTX i=2:IT i=3:TPC) とする。式3.21より、 $\chi^2$  は

$$\chi^2 = \sum_i \Delta\mathbf{a}_i^T \cdot E_{\mathbf{a}_i}^{-1} \cdot \Delta\mathbf{a}_i \quad ; \Delta\mathbf{a}_i = \mathbf{a}_i - \mathbf{a}^{true} \quad (3.32)$$

と表され、飛跡パラメータ・ベクトルの平均値  $\bar{\mathbf{a}}$  は、誤差行列を用いて

$$\bar{\mathbf{a}} = \frac{\sum_i E_{\mathbf{a}_i}^{-1} \mathbf{a}_i}{\sum_i E_{\mathbf{a}_i}^{-1}} \quad (3.33)$$

となる。

### 3.5.2 カロリメータ

JSFQuickSim のカロリメータとして、ECAL と HCAL の 2 つが実装されている。第節に述べたように、HCAL と ECAL では、通過する粒子の種類により反応が異なり、ECAL では  $e^\pm, \gamma$  の電磁シャワー、HCAL では  $\pi^\pm, K^\pm, K^0, p, n$  のハドロンシャワーによるエネルギーデポジットを測定する<sup>4</sup>。

実際の粒子による測定器でのエネルギーデポジットをシミュレーションによって実現するには、粒子の持つエネルギーを補正しなければならず、それは、シミュレーションにおける測定器のパラメータであるエネルギー分解能 ( $\Delta E/E = n/\sqrt{E}$ ) によって決まる。

一般に、カロリメータにおける粒子のエネルギーデポジットの分布は、ECAL では

$$F(x) = a_1 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_2}\right) \quad (3.34)$$

と表され (図 3.9)、HCAL では

$$G(x) = p_1 \exp\left(-\frac{|x|}{p_2}\right) + p_3 \exp\left(-\frac{|x|}{p_4}\right)^2 \quad (3.35)$$

で表わされる。(図 [])

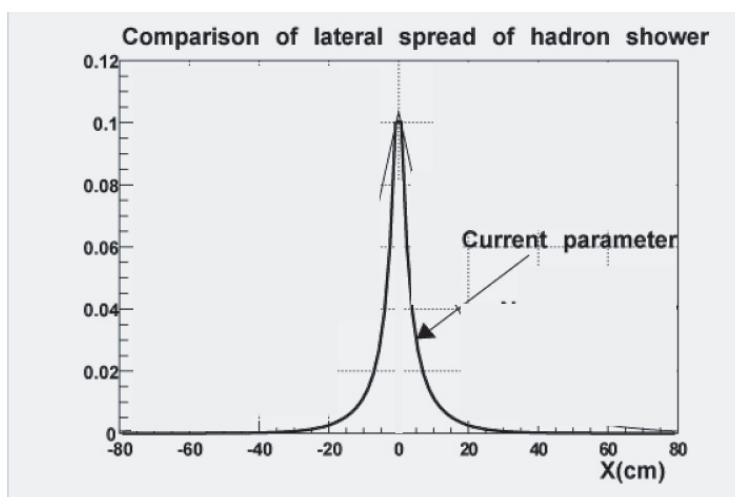


図 3.9: ECAL における粒子のエネルギーデポジットの分布

よって、各セルにおける粒子のエネルギーデポジット  $E_i$  は、

$$E_i = \iint_{Cell} F(x)F(y)dx dy \quad (3.36)$$

次に JSFQuickSim における分解能と補正の関係を述べる。JSFQuickSim では、各セルの  $E_i$  を  $\Delta E_i$  で分散させて補正を行っている。 $\Delta E_i$  と、カロリメータの分解能は

$$\Delta E_i = n\sqrt{E_i} \quad E = \sum_i E_i \quad \Delta E = \sum_i \Delta E_i \quad (3.37)$$

<sup>4</sup>ECAL における、ハドロンによる電磁シャワーの情報は使わない

で関係づけられており、ここで登場する  $n$  がカロリメータのエネルギー分解能である。

これは、

$$\begin{aligned}\Delta E^2 &= \sum_i \Delta_i^2 = n^2 \sum_i E_i = n^2 E \\ \Rightarrow \Delta E/E &= n/\sqrt{E}\end{aligned}\tag{3.38}$$

であることから理解できる。

### カロリメータにおける中性粒子の検出

カロリメータでは、中性粒子の再構成をおこなう。再構成はクラスタリングとマッチングによって行われる。

- クラスタリング：各セルのエネルギーデポジットをまとめる
- マッチング：飛跡検出器からの情報によって荷電粒子を除く

クラスタリングの方法は、ECAL と HCAL で異なり、ECAL では1粒子ごとに、HCAL では複数粒子をまとめて、クラスタリングを行う。

### ECAL でのクラスタリング

クラスタリングの流れは、

- 1 閾値エネルギー  $E_{th}$  を超えるもののうち最も高いエネルギーの Cell1 を選択、

$$E_1 > E_{th}$$

- 2 上で抜き出された Cell1 が特異なセルでない通常のヒットの場合、Cell1 のとなりの Cell2 がある程度のエネルギーを持つ

$$E_2 > c1 \times E_1$$

- 3 Cell2 のとなりの Cell3 が、Cell1 と Cell2 のエネルギーより低いことを確認、

$$E_3 < c2 \times E_1 \quad \& \quad E_3 < c3 \times E_2$$

となる。そして、 $(E_i)^\alpha$  を重みとして、中性粒子のエネルギーデポジット  $\bar{E}$  は

$$\bar{E} = \frac{\sum_i (E_i)^\alpha E_i}{\sum_i (E_i)^\alpha}\tag{3.39}$$

と計算される。また、これらのセルの重心位置  $\bar{\mathbf{x}}$  は、

$$\bar{\mathbf{x}} = \frac{\sum_i (E_i)^\alpha \mathbf{x}_i}{\sum_i (E_i)^\alpha}\tag{3.40}$$

となる。この重心が、粒子の通った点となる。以上のパラメーター  $E_{th}, c1, c2, c3, \alpha$  を、表 3.1 にまとめる。

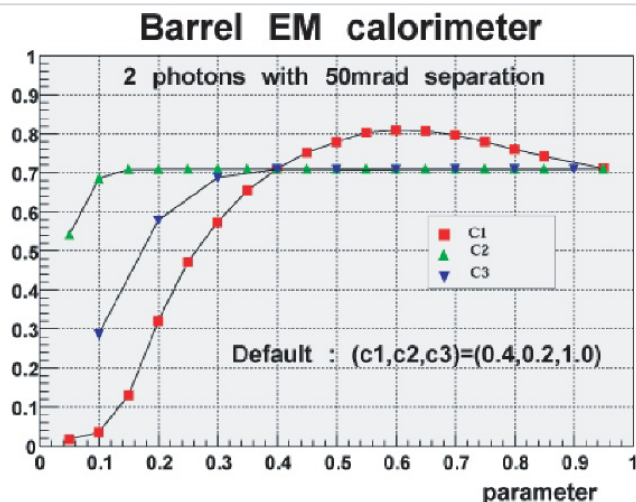


図 3.10: ECAL における粒子のエネルギーデポジットの分布

表 3.1: ECAL のクラスタリングのパラメータ

$E_{th}$	$c1$	$c2$	$c3$	1
10[MeV]	0.4	0.2	1.0	0.3

### ECAL でのマッチング

次に、荷電粒子 ( $e^{pm}$ ) と中性粒子 ( $\gamma$ ) の識別を行い、中性粒子を再構成する。そのためには、荷電粒子の飛跡を ECAL まで伸ばした時の「位置」と「エネルギー」の情報を利用して、クラスタの情報を識別する。クラスタの位置を  $\mathbf{x}_{cl}$ 、エネルギーを  $E_{cl}$  とし、飛跡から求められる荷電粒子の位置を  $\mathbf{x}_{tr}$ 、エネルギーを  $E_{tr}$  とする。電荷の識別のアルゴリズムでは、

- 1 クラスタの位置が、荷電粒子の位置と異なる場合、クラスタのエネルギーが、中性粒子のエネルギーであるとすると、

$$\mathbf{x}_{cl} \neq \mathbf{x}_{tr} \Rightarrow E_{\text{中性}} = E_{cl}$$

- 2 クラスタの位置が、荷電粒子の位置と同じで、さらに、

- a クラスタのエネルギーが、荷電粒子のエネルギーと近い場合、クラスタは荷電粒子によるもので、中性粒子は存在しないとする。

$$\mathbf{x}_{cl} = \mathbf{x}_{tr} \quad \& \quad E_{cl} - E_{tr} < 2\Delta E \Rightarrow E_{\text{中性}} = 0$$

- b クラスタのエネルギーが、荷電粒子のエネルギーと離れている場合、クラスタの荷電粒子と中性粒子によるもので、クラスタと荷電粒子のエネルギーの差が、中性粒子のエネルギーである。

$$\mathbf{x}_{cl} = \mathbf{x}_{tr} \quad \& \quad E_{cl} - E_{tr} > 2\Delta E \Rightarrow E_{\text{中性}} = E_{cl} - E_{tr}$$

とする。ここで、 $\Delta E$  はエネルギー分解能である。

### HCAL でのクラスタリング

HCAL のクラスタリングでは、ECAL の場合と異なりエネルギーが 0 でばい隣合うセルを全て連結する。セルの塊を「クラスタの島」と呼び、クラスタの島の中では、複数のエネルギーのピーク（つまり、複数の粒子）があったとしても、それらを複数のクラスタに分離することはしない。クラスタ島の重心はエネルギーによる加重平均で求められるのだが、クラスタ島を荷電粒子が通過した場合も考慮しなければならないため、まず以下のマッチングを行う。

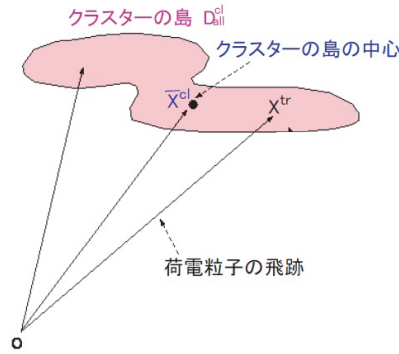


図 3.11: HCAL でのクラスタリングとマッチング

### HCAL でのマッチング

HCAL でも ECAL と同様に、ジェネレータにおける荷電粒子の飛跡を HCAL まで伸ばした時の「位置」と「エネルギー」の情報を利用して、クラスタの情報进行識別する。(図 3.11) クラスタの島の領域を  $D_{all}^{cl}$ 、エネルギーを  $E_{all}^{cl} = \sum_i E_i^{cl}$  とし、飛跡から求められる荷電粒子の位置を  $x_i^{tr}$ 、エネルギーを  $E_i^{tr}$  とする。荷電粒子の識別のアルゴリズムでは、

- 1 クラスタの島の位置が、荷電粒子の位置を含まない場合、クラスタ島のエネルギーが、複数の中性粒子のエネルギーであるとする

$$\mathbf{x}^{tr} \notin D_{all}^{cl} \Rightarrow E_{\text{中性}} = E_{cl}$$

- 2 クラスタの島の位置が、荷電粒子の位置をふく場合、

- a クラスタの島のエネルギーが、荷電粒子のエネルギーの和と近ければ、クラスタの島は荷電粒子によるもので、中性粒子は存在しないとする。

$$\mathbf{x}^{tr} \in D_{all}^{cl} \quad \& \quad E_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} > 2\Delta E \Rightarrow E_{\text{中性}} = E_{cl} - E_{tr}$$

- b クラスターの島のエネルギーが、荷電粒子のエネルギーの和と離れていれば、クラスターの島は荷電粒子と中性粒子によるもので、クラスターと荷電粒子のエネルギーの差が、複数の中性粒子のエネルギーである。

$$\mathbf{x}^{tr} \in D_{all}^{cl} \quad \& \quad E_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} > 2\Delta E \Rightarrow E_{\text{中性}} = E_{cl} - E_{tr}$$

とする。ここで、 $\Delta E$  はエネルギー分解能であり、ECAL では  $\Delta E = 45\% E$  である。

したがって、クラスターの島の重心位置  $\bar{\mathbf{x}}$  は  $E_i^{tr}$  を重みとして

$$\bar{\mathbf{x}} = \frac{E_{all}^{cl} \mathbf{x}_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} \mathbf{x}_i^{tr}}{|E_{all}^{cl} \mathbf{x}_{all}^{cl} - \sum_i E_i^{tr} \mathbf{x}_i^{tr}|} \quad (3.41)$$

となる。この点が、複数の中性粒子の通った重心となる。

## 第4章 解析と結果

### 4.1 概要

第5章では、シグナル生成断面積を  $0[fb]$  とした時のシグナル生成断面積のアップーリミットを見積もるための解析について説明する。また、重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 250GeV$ 、積分ルミノシティ  $\int Ldt = 2ab^{-1}$  を想定し、解析を行った。

解析は、1. シグナル事象の生成 2. バックグラウンド事象の選定および生成 3. 物理事象の再構成 4. 物理事象の選択 5. シグナル生成断面積のアップーリミットの見積もりの5段階で行った。

### 4.2 シグナルの生成

本解析で対象となるシグナル事象は、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow ZDD \rightarrow q\bar{q}DD$  であり、重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 250GeV$ 、シグナル事象の生成断面積を  $e^+e^- \rightarrow ZH$  の生成断面積の約10%に当たる15fb、電子偏極を80%、陽電子偏極を-30%とし、シグナル事象を **Physsim** で生成し、**QickSim** で測定器シミュレーションを行った。シグナル事象のファインマン・ダイアグラムを図4.1に示した。

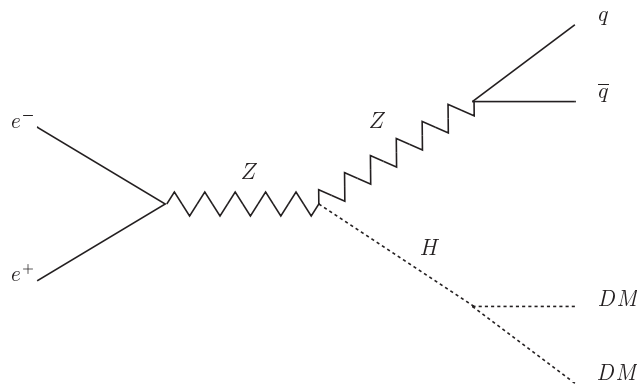


図4.1: シグナルのファインマン・ダイアグラム

### 4.3 バックグラウンド事象の選定と生成

シグナル事象に対してノイズとなるバックグラウンド事象を選定した。選定するバックグラウンド事象として考慮すべき過程は、その終状態がシグナル事象の終状態に類似していることである。よっ



て、本解析で対象としているシグナル事象の終状態は2つのクォークが存在する場合を考えていることから、バックグラウンド事象の候補となるのは、終状態に2ジェットを含むような過程となる。本研究で仮定したバックグラウンド事象は8種類あり、

$$(A) e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\nu q\bar{q}$$

$$(B) e^+e^- \rightarrow \nu\nu Z \rightarrow \nu\nu q\bar{q}$$

$$(C) e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$$

$$(D) e^+e^- \rightarrow e\nu W \rightarrow e\nu q\bar{q}$$

$$(E) e^+e^- \rightarrow eeZ \rightarrow eeq\bar{q}$$

$$(F) e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}ZZ^* \rightarrow q\bar{q}\nu\nu\nu\nu$$

$$(G) e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\nu ZZ^* \rightarrow \nu\nu q\bar{q}\nu\nu$$

$$(G) e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\nu ZZ^* \rightarrow \nu\nu\nu\nu q\bar{q}$$

である。それぞれのファイマン・ダイアグラムを図4.3に示す。選定したバックグラウンド事象を *PhysSim* で生成し、*QuickSim* で測定器シミュレーションを行った。

## 4.4 物理事象の再構成

シグナル事象とバックグラウンド事象における粒子を再構成した。粒子を再構成するにあたって、どの事象においても終状態として2つのクォークが存在する場合を考えており、それらはハドロンジェットとして放出されるため、先ずハドロンジェットを再構成する必要がある。

ハドロンジェットの再構成は *DurhamAlgorithm* 似て行った。このアルゴリズムでは  $y_{cut}$  という指標が用いられており、ジェットの識別変数  $y_{i,j}$  が  $y_{cut}$  より大きいか小さいかで、ハドロンクラスターをジェットに組んでいく。本研究では2つのクォークから発生した2個のジェットとして再構成するため、全ての事象を強制的に2ジェットとして組む。この場合 *DurhamAlgorithm* は幾通りもの試行を行い、2ジェットに組むための  $y_{cut}$  の値を走査する。その為に、先ず初めに適当な  $y_{cut}$  を定める。次に、2つの適当なハドロンクラスター  $i, j$  からジェットの識別変数  $y_{i,j}$  を計算する。 $y_{i,j}$  は  $\theta_{i,j}$  をクラスター  $i, j$  間の形成角として

$$y_{i,j} = 2(1 - \cos\theta_{i,j})\min(E_i^2, E_j^2) \quad (4.1)$$

で与えられている。

$y_{i,j} > y_{cut}$  ならば、ハドロンクラスター  $i, j$  を1つのジェットとみなす。 $y_{i,j} < y_{cut}$  ならば、ハドロンクラスター  $i, j$  と他のハドロンクラスター  $k$  から、新たな識別変数  $y_{i,j,k}$  を得る。ハドロン  $k$  としては、1番小さな  $y_{i,j,k}$  となるようなものを選び、 $P_{i,j,k} = P_{i,j} + P_k$  と  $y_{i,j,k}$  を作る。この作業を  $y_{i,j,\dots,x} > y_{cut}$  となるまで繰り返し、ハドロンクラスター  $i, j, \dots, x$  を1つのジェットとみなす。ジェットとみなされたものは除外し、また同じ操作を  $n$  個のジェットが見つかるまで続ける。このように

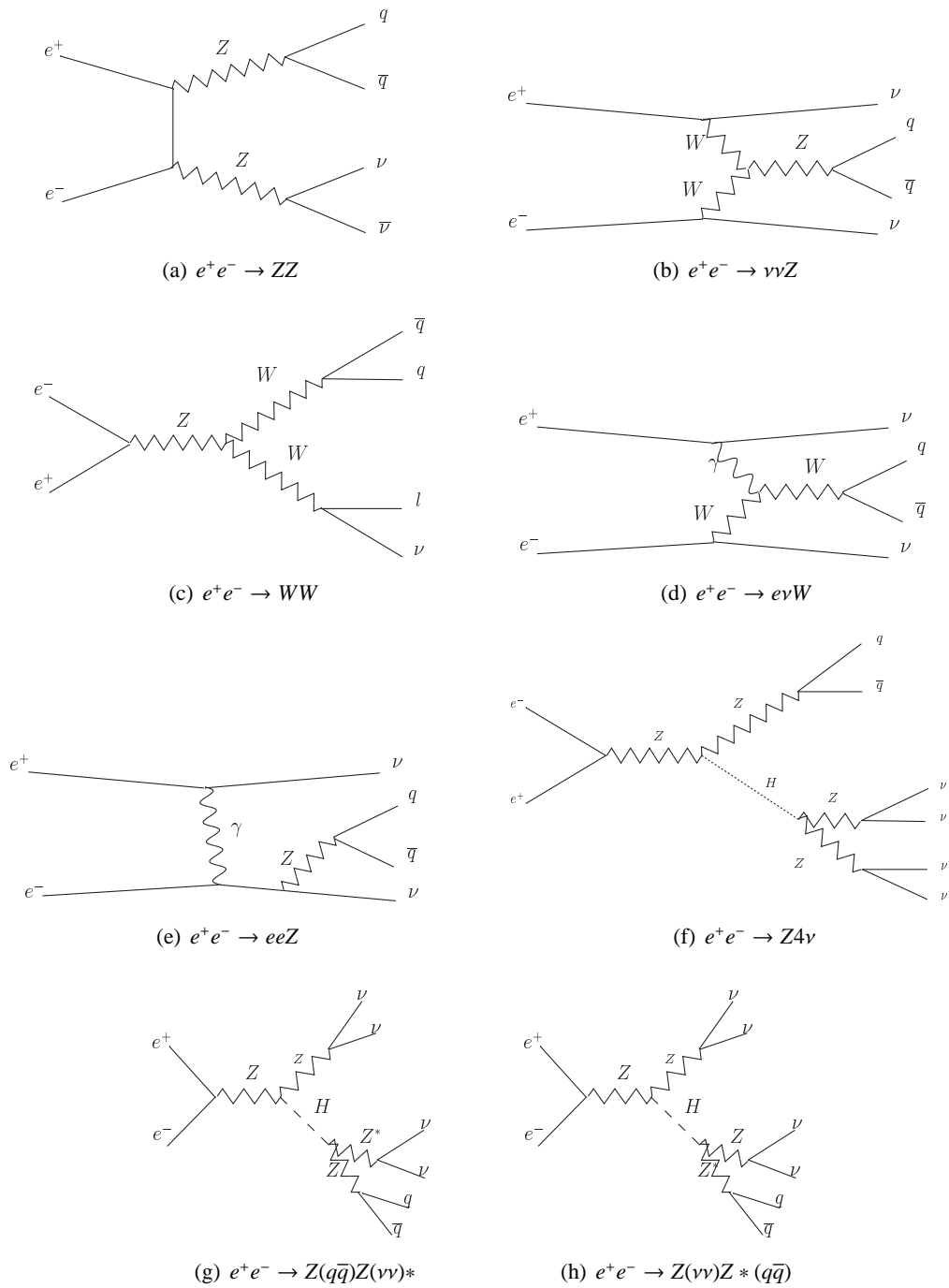


図 4.2: バックグラウンド事象のファインマン・ダイアグラム

して得られたジェットの数  $n$  が 2 (強制的に組んでいる) となれば、最初に定めた  $y_{cut}$  が結果として出力される。しかし、ジェットの数が 2 以外の数である場合は、 $y_{cut}$  の値を変えてまた同じ作業を行い、ジェットの数が 2 に一致するまで繰り返す。

上で得られた 2 ジェットから  $Z$  ボソンのエネルギー、運動量、 $Z$  から崩壊した 2 クォークの崩壊角などを再構成する。次に、シグナルは中間状態が  $ZH$  の二体生成過程である事を利用して、ヒッグスボソンのエネルギー、運動量、質量を計算する。尚、再構成された物理量の分解能は、各検出器の分解能および DurhamAlgorithm のパフォーマンスに依存している。

## 4.5 物理事象の選択

物理事象を再構成しただけでは、シグナル領域にバックグラウンドがノイズとして入ってくるため、シグナルを確認することができない。そこで、物理事象の選択を行いバックグラウンドを出来るだけ除去する必要がある。そのためには、選択条件として、多くのシグナル事象が当てはまり、多くのバックグラウンド事象が当てはまらないような条件を課す必要がある。

まず、シグナル領域は

$$100[\text{GeV}] < \text{反跳質量} < 160[\text{GeV}]$$

と設定し、再構成した事象の内、

- 1 孤立したレプトンがない事象
- 2 ビームパイプに抜けた粒子がない事象
- 3  $Z$  ボソンの質量が正しく再構成できた事象

の 3 つの条件を順に課し条件に当てはまるものを選択した。

### 4.5.1 孤立したレプトンがない事象

$e^+e^- \rightarrow WW$  のようなバックグラウンドには、孤立したレプトンが含まれる場合がある。ここで孤立したレプトンとは、一般にレプトンを中心に半頂角  $\theta$  の円錐をつくり、その円錐の中に入る他の粒子のエネルギーの総和がレプトンのエネルギーより小さい場合に対するレプトンのことである。本研究では、トラックのエネルギーが  $10\text{GeV}$  であり、 $\cos\theta = 0.94$  で張られる円錐の中のエネルギーの総和が  $1\text{GeV}$  以下であるトラックを孤立したレプトンとした。孤立したレプトンがない事象を選択することによって、 $e^+e^- \rightarrow WW$  などのバックグラウンドを大きく取り除くことができる。図 4.5.1 にシグナルと各バックグラウンドに於ける孤立したレプトンの数の分布を示した。

### 4.5.2 ビームパイプに抜けた粒子がない事象

$e^+e^- \rightarrow evW$  や  $e^+e^- \rightarrow eeZ$  のようなバックグラウンドでは、弾性散乱した電子がビームパイプに抜けて行ってしまう場合がある。この時、ILD に実装されている前方検出器の情報をを用いる事

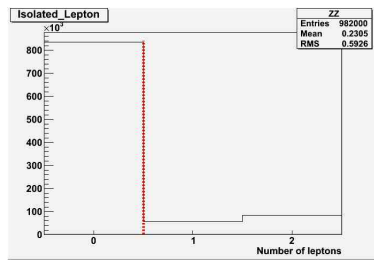
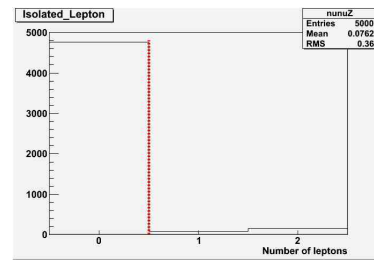
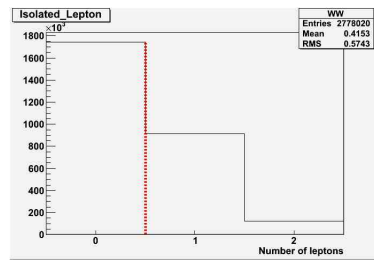
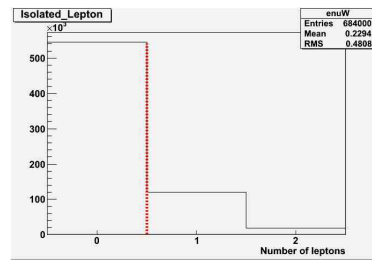
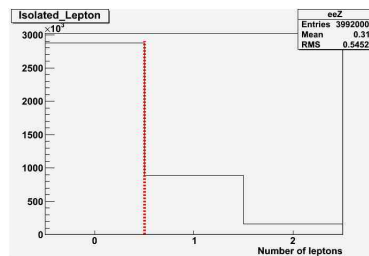
(a)  $e^+e^- \rightarrow ZZ$ (b)  $e^+e^- \rightarrow \nu\nu Z$ (c)  $e^+e^- \rightarrow WW$ (d)  $e^+e^- \rightarrow e\nu W$ (e)  $e^+e^- \rightarrow eeZ$ 

図 4.3: 孤立したレプトンの数の分布

で、飛跡検出器のカバー領域を超えてビームパイプに抜けてしまう事があっても、前方検出器にヒットしていれば弾性散乱した電子の情報を失わずに事象の選択に用いることができる。ここでは、JSFQuickSim では前方検出器が実装されていないので、検出器シミュレータを通る前の情報から弾性散乱した電子の角度情報を得て、そのうち前方検出器のカバー領域に収まる部分のみを、本解析のシミュレーションにおける前方検出器の情報とした。弾性散乱した電子の方向とビーム軸の形成角を  $\theta_e$  として

$$0.98 < \cos\theta_e < 0.9999875 \quad (4.2)$$

を前方検出器の情報として使用する。つまり、この範囲に電子があった場合、これを  $e^+e^- \rightarrow e\nu W$  および  $e^+e^- \rightarrow eeZ$  からのバックグラウンドだとみなす。図 4.5.2 にシグナルと各バックグラウンドに於ける前方粒子の数の分布を示した。

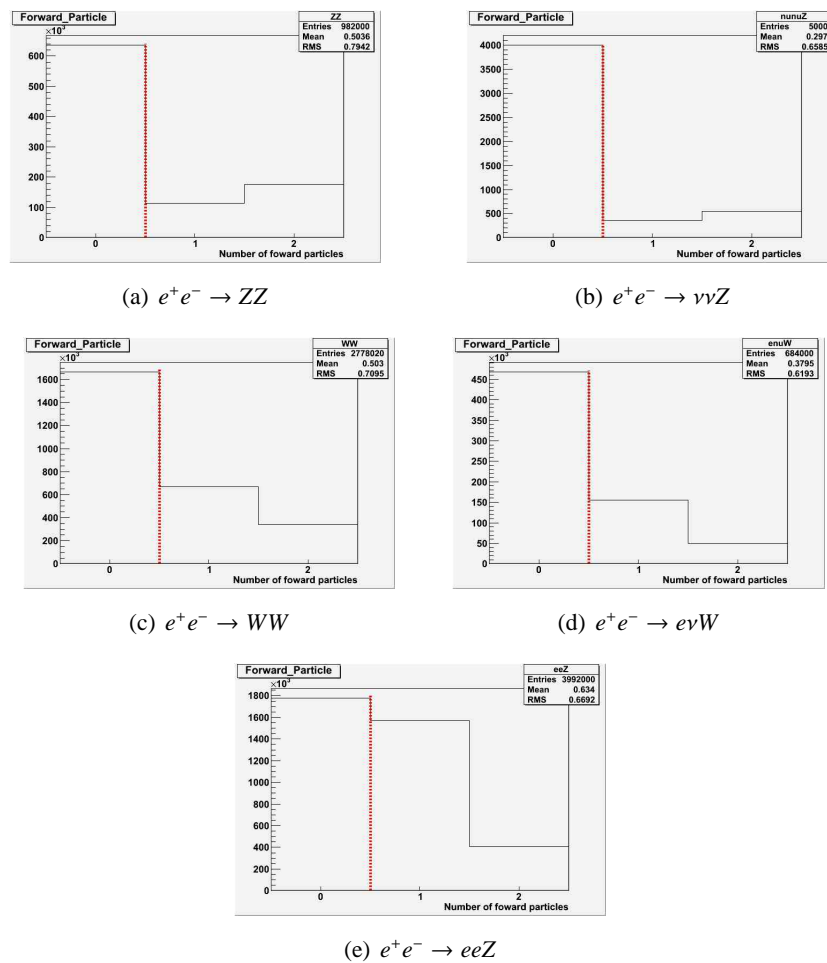


図 4.4: 前方粒子の数の分布

### 4.5.3 Zボソンの質量が正しく再構成できた事象

シグナルであれば、2クォークジェットの不变質量はZボソンの質量に等しくなるはずである。これにより、再構成したZボソンの質量が  $Z_{mass}$  が

$$83[\text{GeV}] < Z_{\text{Mass}} < 100[\text{GeV}] \quad (4.3)$$

の範囲を解析対象として選択した。図4.5.3にシグナルと各バックグラウンドに於けるZボソンの質量分布を示した。

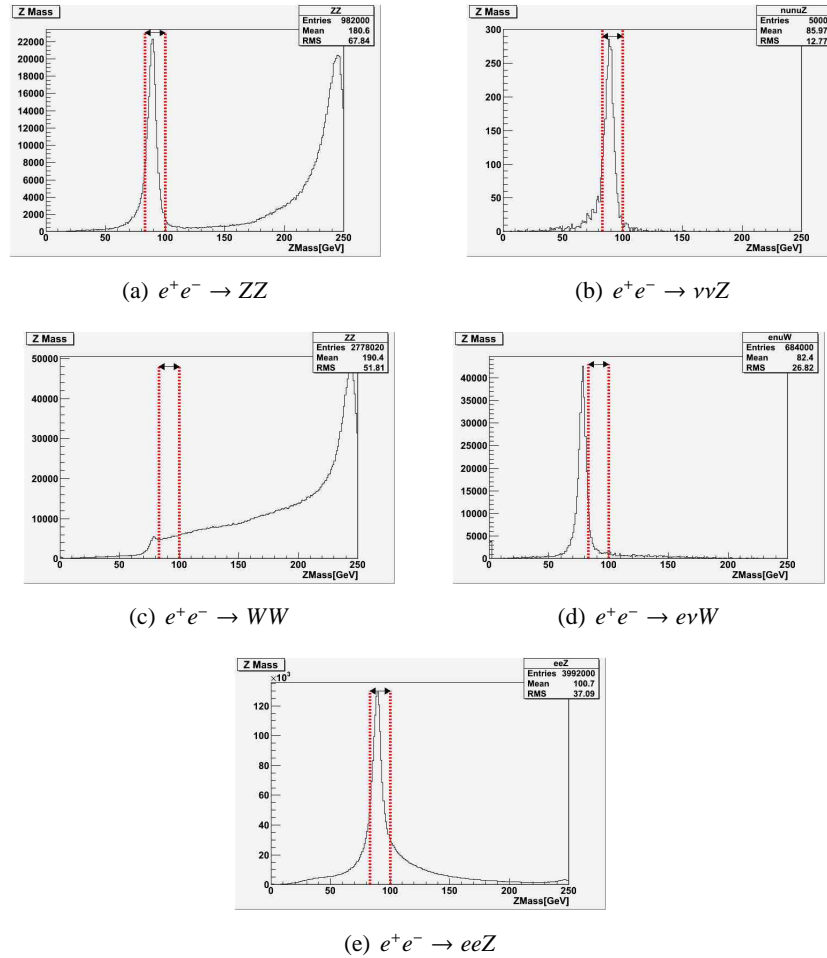


図 4.5: Z ボソンの質量分布

### 4.5.4 尤度関数を用いた物理事象の分離

次に、尤度関数を用いたシグナルとバックグラウンド事象の分離を行った。尤度関数とは「それらしさ」を量的に表す関数であり、ここではシグナルらしさを示すシグナル尤度関数  $L_{sig}$ 、バックグラウンドらしさを示すバックグラウンド尤度関数  $L_{bg}$  を考えた。本解析では尤度関数のパラメータ

として、重心系における Z ボソンが散乱した方向を示す  $\cos\theta_z$ 、Z ボソンの静止系での Z ボソンの崩壊により生成される 2 クォーク対がなす角を示す  $\cos\theta_{qq}$ 、Z ボソンの質量  $zmass$  を示す 3 つのパラメータを考えた。

ルミノシティ  $2ab^{-1}$  として生成したデータのうち、 $1ab^{-1}$  のデータを用いて  $L_{sig}(\cos\theta_z, \cos\theta_{qq}, zmass)$ 、 $L_{bg}(\cos\theta_z, \cos\theta_{qq}, zmass)$  を作成した。両者の尤度関数は、それぞれのパラメータに対する確率分布関数を用いて次のように表わされる。

$$L = F_{zmass} \times F_{\cos\theta_z} \times F_{\cos\theta_{qq}} \quad (4.4)$$

ただし、 $F_{zmass}$  はパラメータ  $zmass$  に関する、 $F_{\cos\theta_z}$  はパラメータ  $\cos\theta_z$  に関する、 $F_{\cos\theta_{qq}}$  はパラメータ  $\cos\theta_{qq}$  に関する確率分布関数である。図 4.5.4、図 4.5.4 にそれぞれのパラメータの確率分布関数を示した。

次に残りの  $1ab^{-1}$  に相当する解析用データを用いて、

$$L = \frac{F_{sig}}{F_{sig} + F_{bg}} \quad (4.5)$$

という指標  $L$  を計算した。図 4.5.4 にシグナルとバックグラウンドに対する指標  $L$  の分布を示した。指標  $L$  に関して

$$X < L \quad ; X = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 \quad (4.6)$$

という条件をかし、シグナルとバックグラウンドを分離することができる。

尚、本解析ではシグナル生成断面積のアップーリミットを見積もることが目的なので、その値が最小となるような  $X$  の値を決定し、アップーリミットを決定した。

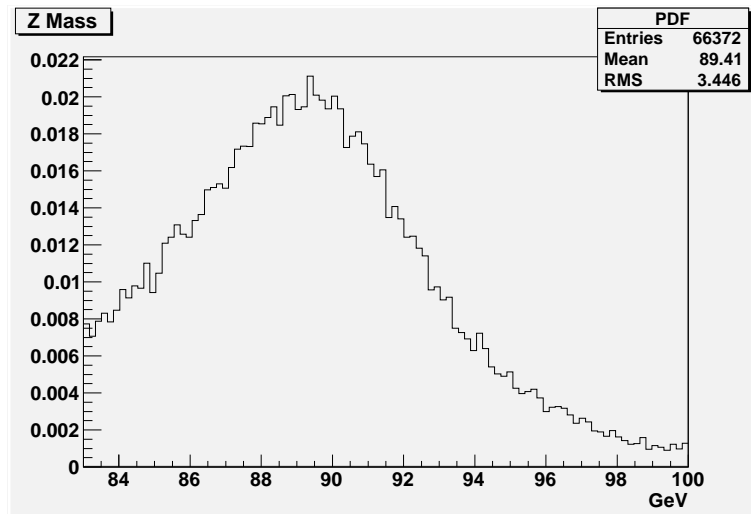
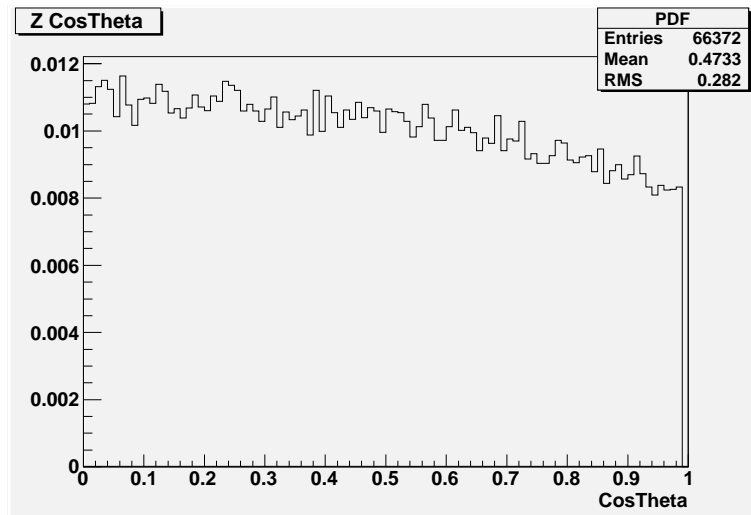
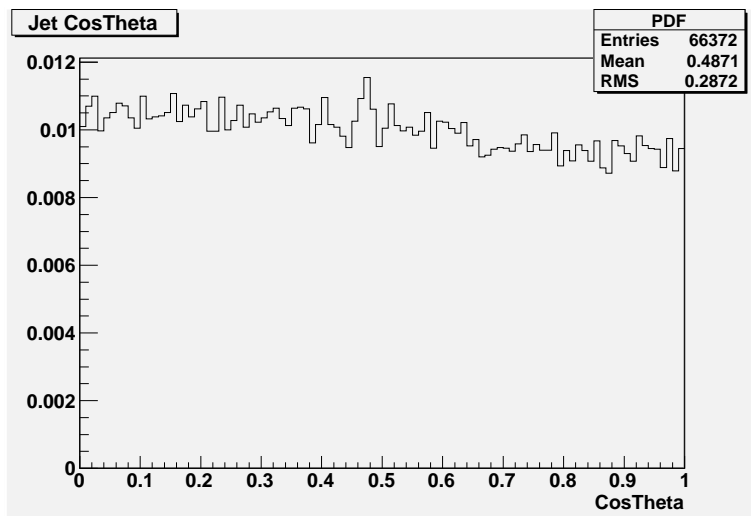
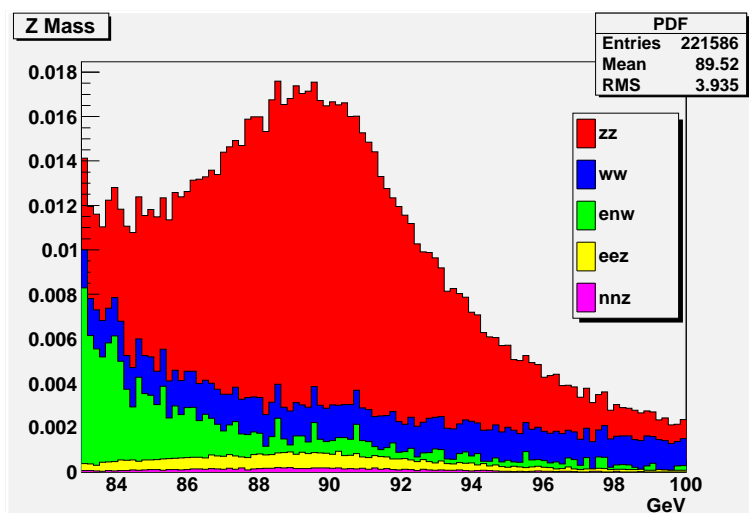
(a)  $z_{mass}$  に関する確率分布関数(b)  $\cos\theta_z$  に関する確率分布関数(c)  $\cos\theta_{qq}$  に関する確率分布関数

図 4.6: シグナルの3つのパラメータの確率分布関数





(a) zmass に関する確率分布関数

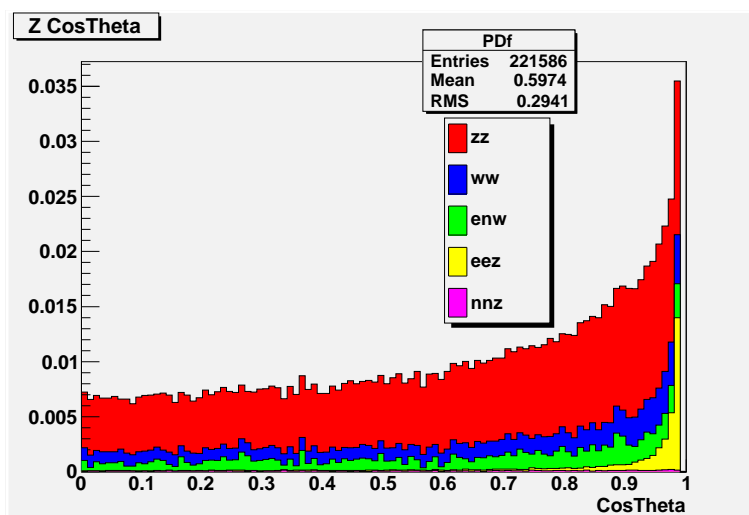
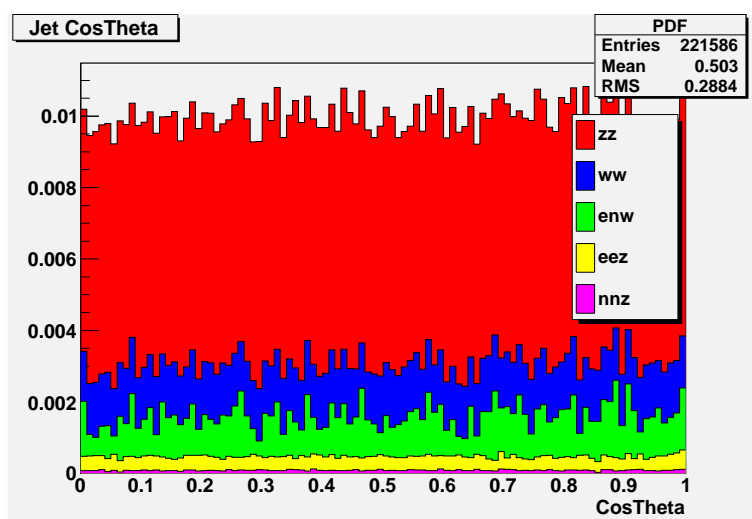
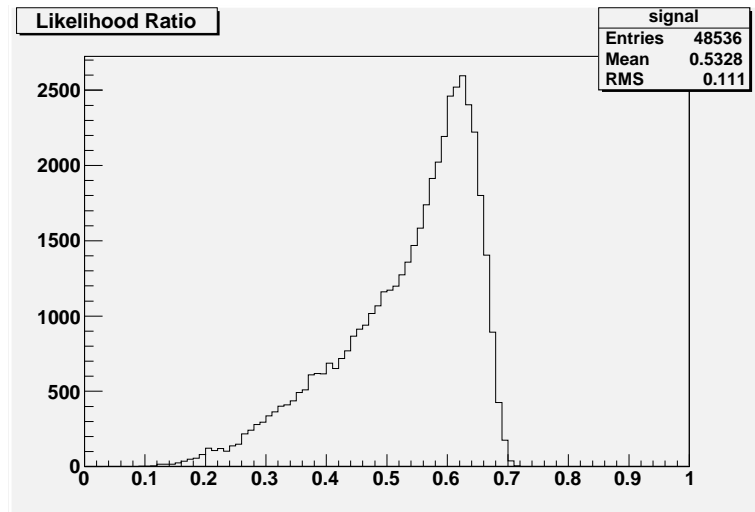
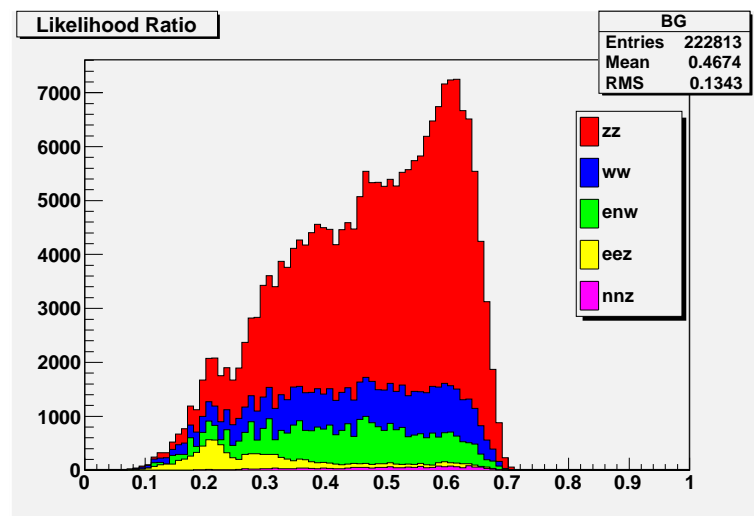
(b)  $\cos\theta_z$  に関する確率分布関数(c)  $\cos\theta_{qq}$  に関する確率分布関数

図 4.7: バックグラウンドの3つのパラメータの確率分布関数



(a) シグナルに対する L の分布



(b) バックグラウンドに対する L の分布

図 4.8: 指標 L の分布

## 4.6 シグナル生成断面積のアップーリミット

### 4.6.1 シグナル生成断面積のアップーリミットの導出方法

ここまでの段階で、事象選択後のシグナルとバックグラウンドの反跳質量分布が得ることができるので、シグナルのフィット関数  $P_{sig}$  とバックグラウンドのフィット関数  $P_{bg}$  を作成することができる。ただし、それぞれのフィット関数は規格化されている。図 4.6.1 にシグナルの反跳質量分布とバックグラウンドの反跳質量分布を示した。

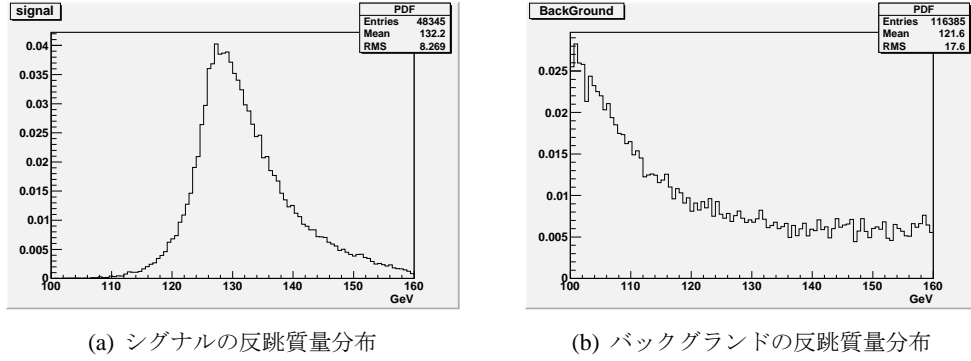


図 4.9: 反跳質量分布

また、本解析ではシグナル生成断面積のアップーリミットを求めるにあたって、

$$A. e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}ZZ^* \rightarrow q\bar{q}vvvv$$

$$B. e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\nu ZZ^* \rightarrow \nu\nu q\bar{q}\nu\nu$$

$$C. e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\nu ZZ^* \rightarrow \nu\nu\nu\nu q\bar{q}$$

の 3 つ事象を考慮して見積もった。

これら 5 つのフィット関数で表わされる合成関数  $P$  は

$$P = (N_{sig} + N_{h \rightarrow 4\nu})P_{sig} + N_{h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}(\nu\nu)}P_{h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}(\nu\nu)} + N_{bg}P_{bg} \quad (4.7)$$

となる。ここで、 $N_{h \rightarrow 4\nu}$ 、 $N_{h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}(\nu\nu)}$  は固定値とし、 $N_{sig}$ 、 $N_{bg}$  を  $P$  でフィットする際のパラメータとした。また、事象 A に対する反跳質量分布とシグナルの反跳質量分布は同じ分布となるので、事象 A のフィット関数をシグナルのフィット関数と同様とみなし、事象 A のイベント数を固定し  $P_{sig}$  にかかる係数の中に入れた。また、 $P_{h \rightarrow Z(Z^*) \rightarrow (q\bar{q})\nu\nu}$  は事象 B の規格化されたフィット関数であり、事象 C の反跳質量は Z ボソンの質量により事象選択するときに、すべてカットされてしまうので、その事象に関するフィット関数は消えてしまう。

バックグラウンドの反跳質量分布を次式に示す ToyMonteCarlo で生成し、得られた反跳質量分布をフィット関数  $P$  でフィットすることで、シグナルのイベント数であるパラメータ  $N_{sig}$  を得ることが出来る。

$$ToyMC : X_{bg}P_{bg} + X_{h \rightarrow 4\nu}P_{sig} + X_{h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}(\nu\nu)}P_{h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}(\nu\nu)} \quad (4.8)$$

ここで、 $X_{bg}$ 、 $X_{h \rightarrow 4\nu}$ 、 $X_{h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}(\nu\nu)}$  はそれぞれポアソン分布で振った値である。

この試行を 1000 回実行することで、図 4.10 のような中心値が 0 付近に持つシグナルのイベント数の分布が得られる。次にこの分布の 0 以上（物理的に意味のある量）の領域における全面積を計算する。シグナルのイベント数のアッパーリミットは、上で計算した面積の 95 % に当たる領域を求め、その領域の右端の値として見積もられる。

シグナル生成断面積のアッパーリミットは、得られたシグナルのイベント数のアッパーリミットを式 (??) で変換することで見積もられる。

$$\sigma = \frac{N_{sig}^{upperlimit}}{fL} \quad (4.9)$$

ここで、 $N_{sig}^{upperlimit}$  はシグナルのイベント数のアッパーリミットであり、 $f$  は生成したイベント数に対する、尤度関数を用いた事象選択により生き残ったイベント数の割合である。 $L$  はルミノシティで  $1000fb^{-1}$  である。

求めたアッパーリミットは、95 % の有意度でインビジブルに崩壊するヒッグスボソンが観測された、とうことを保証するためのシグナル生成断面積の下限値である。

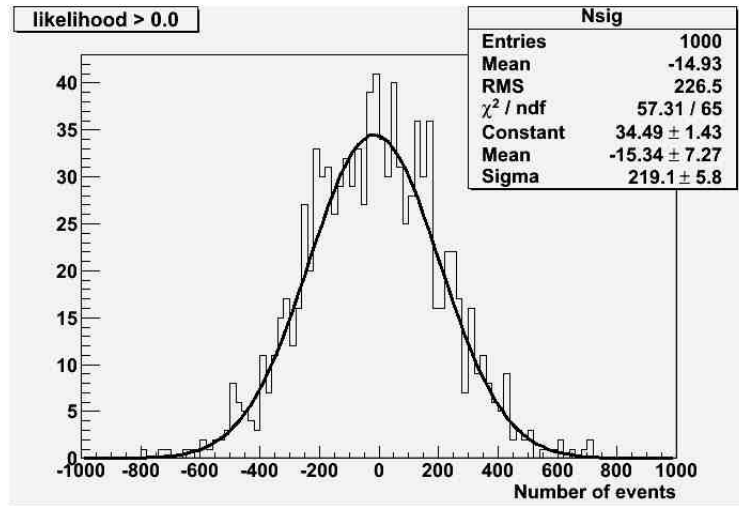


図 4.10: パラメータ  $N_{sig}$  の分布

#### 4.6.2 シグナル生成断面積の尤度関数を用いた最適化

シグナル生成断面積のアッパーリミットを最小にするために、尤度関数を用いた最適化について説明する。

事象選択の説明にあった、シグナル尤度関数とバックグラウンド尤度関数で表わされる指標  $L$  を用いて、 $L$  に関し  $X < L$  ;  $X = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$  という条件を課し、7つのそれぞれの条件に於ける反跳質量分布を導出し、上記の方法でそれぞれのシグナル生成断面積のアッパーリ

ミットを見積もった。7つのアップーリミットが求められるので、その中でアップーリミットが最小となる指標  $L$  の値を決定し、シグナル生成断面積のアップーリミットを決定した。

表 6.1 に解析結果を示し、本解析で得られたシグナル生成断面積のアップーリミットは  $0.58[\text{fb}]$  と決定した。

表 4.1: 指標  $L$  に対するシグナル生成断面積のアップーリミット

<i>LikelihoodRatio</i>	$N_{sig}(C.L.95\%)$	<i>efficiency</i>	<i>UpperLimit</i>
0.0	325	0.441	0.737
0.1	305	0.441	0.692
0.2	295	0.439	0.673
0.3	295	0.425	0.694
0.4	255	0.383	0.666
0.5	175	0.300	0.583
0.6	115	0.136	0.846

## 第5章 考察

本研究では、ILC 実験に於いて、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  に関して、ヒッグスボソンがインビジブルに崩壊する断面積のアップーリミットを見積もった。また、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  に於いて、 $Z$  ボソンの反跳をとることによって、 $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)$  を求めることができるため、本解析で得られた  $e^+e^- \rightarrow ZH(H \rightarrow invisible)$  生成断面積のアップーリミットからヒッグスボソンがインビジブルに崩壊する崩壊分岐比を次式から見積もった。また、重心系エネルギーを  $250\text{GeV}$ 、ヒッグスボソンの質量を  $125\text{GeV}$ 、ルミノシティ  $1\text{ab}^{-1}$  のデータ量を用いて解析を行った。解析結果を表 6.1 に示した。

$$BR(H \rightarrow invisible) = \frac{\sigma_{invisible}^{C.L.95\%}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)} \quad (5.1)$$

シグナル生成断面積のアップーリミットは約  $0.8[\text{fb}]$  であり、ヒッグスボソンがインビジブルに崩壊する分岐比は約  $0.4\%$  となった。この結果は、シグナルが無くても  $5\%$  の確率でバックグラウンドのふらつきから見えることを意味し、モデルを仮定しないでそのアップーリミットが見積もられている点が重要である。

次に、ヒッグスボソンのインビジブルな崩壊の観測に関する ILC 実験での感度を、他の実験の感度と比較するために、ヒッグスポータル模型においてフェルミオン暗黒物質を仮定し、ヒッグス・暗黒物質の結合定数のアップーリミットを求め比較した。

シグナル生成断面積のアップーリミットから次式により結合定数のアップーリミットを見積もった。その値は約  $3 \times 10^{-5}\text{GeV}^{-1}$  となった。

$$c_F/\Lambda = \left( \sqrt{\frac{\sigma_{DD}^{C.L.95\%}}{\sigma_{cl}(e^+e^- \rightarrow ZDD)}} \right) / \Lambda \quad (5.2)$$

ただし、 $\sigma_{cl}(e^+e^- \rightarrow ZDD)$  はヒッグス・暗黒物質の結合定数を 1 とした時の生成断面積である。標準模型の適応限界を表す  $\Lambda = 1000[\text{GeV}]$  とした。図 5.1 に本解析で求められた結合定数(青点)を示した。

$$\Gamma_{FF} = \frac{c_F^2 v^2 m_h}{16\pi\Lambda^2} \left( 1 - \frac{4m_{DM}^2}{m_h^2} \right)^{3/2} \quad (5.3)$$

上式から、ヒッグスボソンの質量が  $125\text{GeV}$  の場合での結合定数はヒッグスボソンの質量が  $120\text{GeV}$  の場合の約  $0.8$  倍となり、XENON100 の実験でのアップーリミットは約  $6 \times 10^{-5}(\text{GeV}^{-1})$  と見積もられることから、ILC 実験は他の実験と比べて感度がよいことがわかる。

表 5.1: 指標 L に対するシグナル生成断面積のアップーリミット

<i>LikelihoodRatio</i>	<i>N<sub>sig</sub>(C.L.95 %)</i>	<i>efficiency</i>	<i>UpperLimit[fb]</i>
0.0	435	0.483	0.900
0.1	425	0.483	0.879
0.2	405	0.480	0.843
0.3	395	0.463	0.853
0.4	365	0.415	0.879
0.5	295	0.328	0.900
0.6	175	0.162	1.081

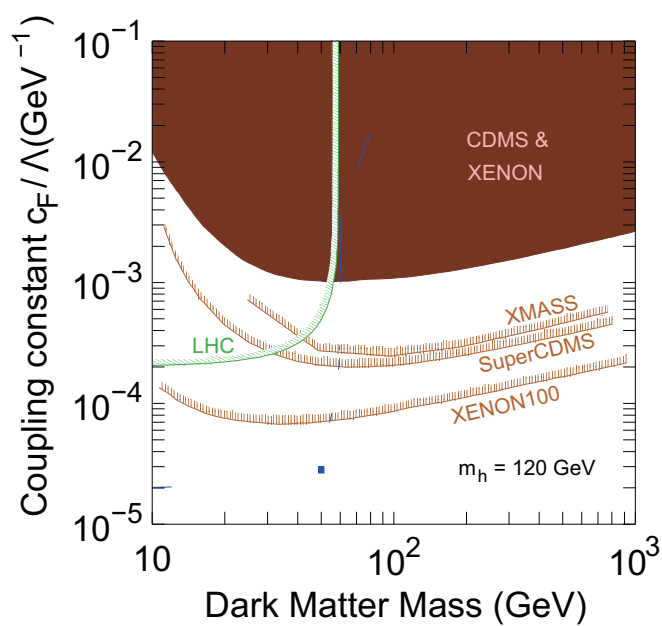


図 5.1: ヒッグス・暗黒物質の結合定数

## 第6章 まとめ

本研究では、ILC 実験に於いて、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  に関して、ヒッグスボソンがインビジブルに崩壊する場合の解析を行った。また解析は、重心系エネルギーを  $250\text{GeV}$ 、ヒッグスボソンの質量を  $125\text{GeV}$ 、ルミノシティ  $1\text{ab}^{-1}$  のデータ量を用いて行った。解析結果を表 6.1 に示した。

本解析で得られたシグナル生成断面積のアップーリミットは約  $0.8[\text{fb}]$  で、ヒッグスボソンがインビジブルに崩壊する崩壊分岐比は約  $0.4\%$  となった。また、ヒッグスポータル模型においてフェルミオン暗黒物質を仮定した場合の結合定数のアップーリミットは約  $3 \times 10^{-5}\text{GeV}^{-1}$  となった。

表 6.1: 指標 L に対するシグナル生成断面積のアップーリミット

<i>LikelihoodRatio</i>	$N_{sig}(C.L.95\%)$	<i>efficiency</i>	<i>UpperLimit[fb]</i>
0.0	435	0.483	0.900
0.1	425	0.483	0.879
0.2	405	0.480	0.843
0.3	395	0.463	0.853
0.4	365	0.415	0.879
0.5	295	0.328	0.900
0.6	175	0.162	1.081



## 第7章 謝辞

まずはじめに、本研究をすすめるにあたって皆様方にご協力頂いたことを感謝しています。

山本先生から、研究テーマを授けていただいたこと、場の量子論のセミナーではわかりやすく丁寧に教えていただくこと、グループミーティングでは多くの助言を頂きました。素粒子物理の研究をする機会を授けていただいた山本先生には大変感謝しています。石川先生には、研究を進める上でサポートして頂きました。研究では見当はずれなことをたくさんしてしまい、大変ご迷惑をかけてしまいました。厳しく助言していただきことに大変感謝しています、研究をする上での姿勢といのを学びました。佐貫先生には、素粒子物理学のセミナーでわかりやすい解説をして頂きました。長嶺先生には、パソコンのトラブルが起きた時に、助けていただきました。研究室のスタッフの皆様方にも大変感謝しています。ありがとうございます。ILC 物理のミーティングでは、KEK の藤井先生をはじめとする先生方から助言をいただき、感謝しています。また先輩方には、研究について、パソコンの使いかたに関していろいろ助けて頂いたり、励まして頂きました。斉藤先輩、加藤先輩、釜井先輩には研究する上で色々助けて頂きました。先輩方には大変感謝しています。ありがとうございます。

修士論文や発表スライドの作成にいたっては、山本先生、石川先生、斉藤先輩、加藤先輩に大変お世話になりました。ありがとうございます。

研究室で過ごした時間は、素粒子物理はもちろん、それ以外の様々な学びを得ました。最後に私を支えてくださった研究室スタッフの皆様、先輩、後輩の皆様、ありがとうございます。

## 参考文献

- [1] The ATLAS Collaboration , arXiv:1207.7214v2[hep-ex]
- [2] Christopher Kolda and Higoshi Murayama, arXiv:hep-ph/0003170v1
- [3] Riccardo Barbieri and Alessandro Stumia, arXiv:hep-ph/0007265v2
- [4] Edvige Corbelli and Paolo Salucci arXiv:9909252[astro-ph]
- [5] Jaan Einasto, arXiv:0901.0632v2[astro-ph.CO]
- [6] Katherine Garrett and Gintaras Duda, "Dark Matter:A Primer" (2010)
- [7] 本田 喬大"国際リニアコライダー実験におけるヒッグス・ポータル模型でのヒッグスー暗黒物質結合定数の測定精度評価"
- [8] Shigeki Matumoto et al. arXiv:1006.5268v1[hep-ph]
- [9] Shinya Kanemura et al. arXiv:1005.5651v1[hep-ph]
- [10] ILC Global Design Effort and World Wide Study, "INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER REFERENCE DESIGN REPORT"
- [11] ILD Concept Group, "The International Large Detector" (2010)
- [12] <http://acfahep.kek.jp/subg/sim/softs.html>
- [13] H.Murayama , I.Watanabe and K.Hagiwara, "HELAS: HELicity Amplitude Subroutines for Feynman Diagram Evaluations"(1992)
- [14] T.Ishikawa , S.Kawabata , Y.Kurihara , Y.Shimizu, "GRACE User's manual version 2.0"(1994)
- [15] Torbjorn Sjostrand, "High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4"(1993)
- [16] <http://wasm.home.cern.ch/wasm/goodies.html>
- [17] [http://www-jlc.kek.jp/subg/physics/ilcphys/.](http://www-jlc.kek.jp/subg/physics/ilcphys/)
- [18] E.Aprile et al. arXiv:1104.2549v3[astro-ph.CO]